

Diffraktive Anregungen eines Protons in hadronischen
Vielteilchen-Reaktionen

Sven-Audun Nissen-Meyer

1975

Diffraktive Anregungen eines Protons in hadronischen
Vielteilchen-Reaktionen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München



vorgelegt von
Sven-Audun Nissen-Meyer

München

1975



1. Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. J. Benecke

2. Berichterstatter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Juli 1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551907_0079

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. Einleitung, Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse	1
A. Diffraktive Anregung von Resonanzzuständen	1
B. Gibt es experimentelle Hinweise auf diffraktive Anregung hoher Massen?	4
C. Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse	6
II. Trennung und Untersuchung der diffraktiven Komponente in Proton-Proton-Stößen	11
A. Darstellung der Trennungsmethode	11
B. Ergebnisse aus der Anwendung der Trennungsmethode	14
III. Kohärente Hadronproduktion an Kernen und der inelastische Schatten bei elastischer Proton-Kern-Streuung	19
A. Warum ist hochenergetische Vielteilchenproduktion an Kernen interessant?	19
B. Zusammenhang zwischen Glauber-Theorie und Eikonalapproximation	21
C. Eikonalgleichungen für die Kopplung zwischen Proton und Anregungen	24
D. Einige experimentelle Ergebnisse aus Produktionsprozessen an Kernen und deren Interpretation	27
E. Vergleich von Mehrstufen-Mechanismen mit dem Einstufen-Modell und mit Daten	30
1. Methode des Vergleichs	30
2. Quantitative Formulierung des Einstufen-Modells	32
3. Verallgemeinerungen in der Form von Mehrstufen-Modellen	33
a. Diagonaler Fall	33
b. Kontinuums-Modelle von Van Hove	35
c. Das Modell von Bell und Gottfried	37
i) Ansatz	37
ii) Vergleich mit existierenden Daten	39
F. Inelastischer Schatten bei elastischer Proton-Kern-Streuung	39
IV. Diskussion der Ergebnisse und einige Spekulationen	42
Anhang A. Verfeinerung der Auswahlkriterien und Fehlerdiskussion	46
Anhang B. Diskussion der Trennungskriterien	48
Anhang C. Numerische Lösung von (III.15) und Berechnung von σ_m	50

	Seite
Anhang D. Einstufen-Approximationen an die Wellenfunktion $ \chi(m, \vec{b}, z) ^2$	55
Referenzen	57
Tabelle I	61
Erklärungen zu den Abbildungen	62

Herrn Dr. J. Benecke möchte ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die vielen Diskussionen und hilfreichen Ratschläge danken. Für nützliche Diskussionen bin ich auch den Herren Prof. A. Białas, Dr. P. Breitenlohner, Prof. N. Schmitz, Dr. B. Schwarzschild, Profs. L. Stodolsky, L. Van Hove und C. Wilkin zu Dank verpflichtet.

Der Max-Planck-Gesellschaft danke ich für ein Stipendium.

I. Einleitung, Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse

A. Diffraktive Anregung von Resonanzzuständen

Ein wichtiges Phänomen in der hochenergetischen Streuung von Hadronen⁽⁺⁾ ist die sogenannte Diffraktionsstreuung. Einerseits haben diffraktive Reaktionen eine im Experiment klar erkennbare Signatur, nämlich

- i) die Eigenschaft, daß einer der beiden Stoßpartner in der Reaktion erhalten bleibt, d.h. keine Änderung seiner Quantenzahlen und seiner Masse erfährt,
- ii) einen von der Energie (praktisch) unabhängigen Wirkungsquerschnitt (im folgenden Wq. genannt) σ ,
- iii) einen ebenfalls (praktisch) energieunabhängigen differentiellen Wq. $d\sigma/dt$, der auf eine charakteristische Weise bei kleinen Werten von $|t|$ konzentriert ist⁽⁺⁺⁾, und
- iv) eine (fast) rein imaginäre Streuamplitude.

Andererseits können alle diffraktiven Reaktionen, sowohl die elastische Streuung als auch inelastische Anregungen, mit einem einheitlichen Formalismus beschrieben werden, der im Sinne eines optischen Modells der Schattenstreuung an einer absorbierenden Scheibe nachgebildet ist und ein Studium der Absorptivität von Hadronen erlaubt [1] .

Diffraktive Anregungen können nur dann auftreten, wenn eine Kohärenzbedingung erfüllt ist: Die Anregung eines Hadrons, d.h. die Zunahme seiner Masse, ist mit einem Impulsübertrag auf das nichtangeregte Hadron verbunden. Die Kohärenzbedingung fordert, daß der Impulsübertrag so klein

(+) Das sind diejenigen Elementarteilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Wir beschäftigen uns hier nicht mit der elektromagnetischen oder schwachen Wechselwirkung von Hadronen, sondern nur mit der starken.

(++) t ist das Quadrat des Viererimpulses, der auf den nichtangeregten Stoßpartner übertragen wird.

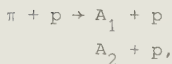
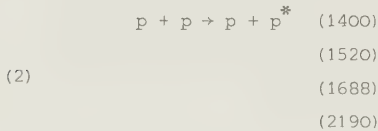
ist, daß der nichtangeregte Stoßpartner hinreichend wenig "gestört" wird. Diese Kohärenzbedingung und ihre physikalische Bedeutung wurde z.B. in meiner Diplomarbeit eingehend diskutiert [2], insbesondere für den Fall von kohärenten Reaktionen an Kernen. Sie lautet im Ruhesystem des nichtangeregten Hadrons oder Kernes

$$(1) \quad \Delta = - \frac{m^2 - m_0^2}{2 p_{\text{Lab}}} < \frac{1}{2 R}$$

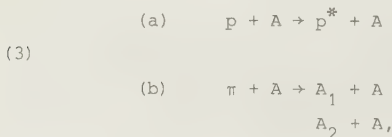
wobei m = Masse des angeregten Hadrons
 m_0 = Masse desselben Hadrons vor der Reaktion
 p_{lab} = Primärimpuls im Laborsystem
 R = Radius des nichtangeregten Stoßpartners

Im Laborsystem ist Δ der longitudinale Impulsübertrag bei Vorwärtsanregung in der Näherung $m^2 \ll s^{(+)}$. Bei Streuung unter großen Winkeln würde ein sehr viel größerer Impulsübertrag auftreten, der die Kohärenz der Reaktion stören würde. Von daher ist zu verstehen, daß Diffraktion vorwiegend bei kleinen Werten von $|t|$ auftritt (s. iii) oben).

Ein Beispiel für diffraktive Anregungen ist die Erzeugung der folgenden Resonanzen an Wasserstoff:



und entsprechend an Kernen:

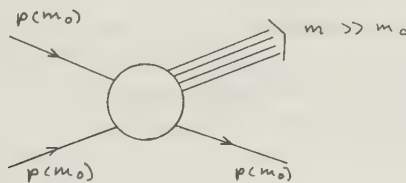


(+) s ist das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem (CMS).

wobei der auslaufende Kern (A = Nukleonenzahl) sich im Grundzustand befindet. Wesentlich an diesen Reaktionen ist, daß p^* bzw. $A_{1,2}$ dieselben (guten) Quantenzahlen haben wie p bzw. π (bis auf eventuell Spin und Parität). Diese Prozesse können als Quasi-Zweiteilchen-Reaktionen aufgefaßt werden, derart, daß zuerst die Resonanz erzeugt wird, die anschließend zerfällt (Beispiel: $p^* (1688) \rightarrow p\pi^0$ oder $p\pi^+\pi^-$).

Im Zusammenhang mit den Reaktionen (2) stellt sich die naheliegende Frage nach der Existenz von doppelter Diffraktion $p + p \rightarrow p^* + p^*$. Solche Reaktionen wurden kürzlich am ISR nachgewiesen [3]. Die zugehörigen Wq.e sind jedoch so viel kleiner als für einfache Diffraktion, daß wir Doppeldiffraktion vernachlässigen und uns im folgenden auf die einfache im Sinne von i) - iv) beschränken.

Diffraktive Anregungen wie die Resonanzproduktionen in (2) sind bei mittleren Energien (10 - 30 GeV/c) wohl etabliert und sind neuerdings auch bei ISR-Energien festgestellt worden [4]. Bei FNAL- und ISR-Energien sind jedoch die vorherrschenden Reaktionen solche mit sehr vielen Sekundärteilchen (am ISR ist z.B. $\langle N_{ch} \rangle \gtrsim 10^{(+)}$). Deshalb stellt sich die Frage, ob auch solche Vielteilchen-Reaktionen einen diffraktiven Anteil haben. Anders ausgedrückt: gibt es diffraktiv angeregte Zustände mit hohen Massen, die zu Vielteilchen-Endzuständen führen, wie etwa



Hierbei bleibt völlig offen, ob solche Reaktionen als Quasi-Zweiteilchen Prozesse aufgefaßt werden können, d.h. als Produktion eines hadronischen

(+) $\langle N_{ch} \rangle$ ist die mittlere Anzahl geladener Sekundärteilchen pro inelastischem Ereignis (ch = "charged").

Systems der Masse m , das definierte Eigenschaften hat und das anschließend zerfällt.

Unser Hauptinteresse in der vorliegenden Arbeit gilt zunächst dem Massenspektrum diffraktiver Anregungen von Hadronen, wobei wir uns im folgenden auf das Proton beschränken werden.

B. Gibt es experimentelle Hinweise auf diffraktive Anregung hoher Massen ?

1. Um dieser Frage nachzugehen, ist es nützlich, den Begriff "Scaling" (= Skalenverhalten) zu verwenden. Bei sogenannten inklusiven Reaktionen

$$(4) \quad p_1 + p_2 \longrightarrow p_3 + X$$

(X ist irgendein mit der Kinematik und den Quantenzahlen verträgliches hadronisches System) spricht man von Scaling, wenn der inklusive Wq.

($\propto$ Zählrate für das Teilchen p_3) als Funktion von $x = 2p_{3\parallel}/\sqrt{s}$ und $\vec{p}_{3\perp}$ bei hohen Energien nicht explizit von s abhängt,

$$(5) \quad \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{d\sigma(s)}{dx} = f(x).$$

Hier ist der Einfachheit halber über den Transversalimpuls $\vec{p}_{3\perp}$ des Teilchens p_3 integriert. Die dimensionslose Variable x ist das Verhältnis des Longitudinalimpulses im Schwerpunktsystem, $p_{3\parallel}$, zum maximalen Longitudinalimpuls, der bei hohen Energien gleich $\sqrt{s}/2$ ist.

Die experimentellen Daten sind damit verträglich, daß das inklusive Protonenspektrum $d\sigma/dx$ in Proton-Proton-Stößen hoher Energie die Eigenschaft des Scaling bereits erfüllt oder sich einem solchen Verhalten nähert. Als Beispiel geben wir in Fig. 1 die experimentellen Spektren aus FNAL-Experimenten bei 102 und 405 GeV/c an; sie überdecken den Bereich $-1 < x < -0.5$ [5]. Das Spektrum $d\sigma/dx$ in Fig. 1a zeigt einen steilen Anstieg für $x \rightarrow (-1)$ und daran angrenzend ein Plateau. Abgesehen vom Intervall $-1 < x < -0.95$ ist es mit der Annahme der Energieunabhängigkeit, d.h. des Scaling, verträglich.

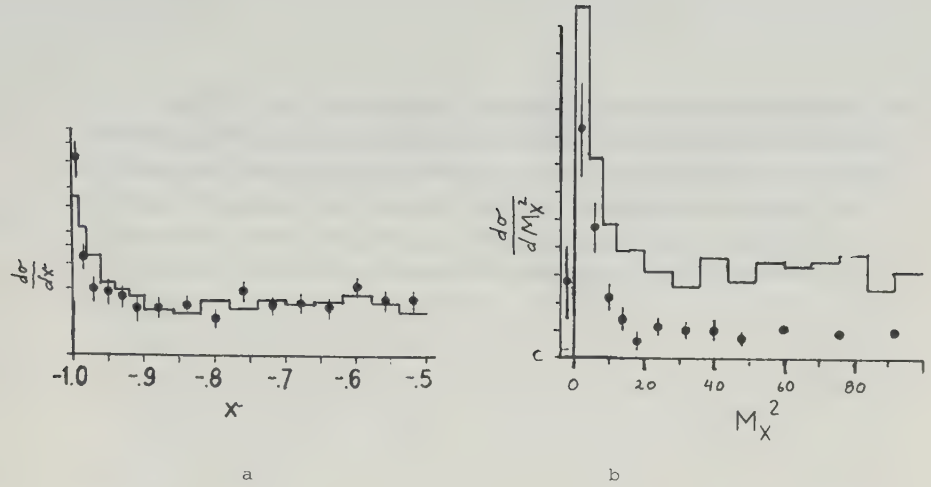


Fig. 1. Inklusive Proton-Spektren $d\sigma/dx$ (a) und $d\sigma/dM_X^2$ (b) für die Reaktion (4) bei den Energien 102 GeV/c (Histogramme) und 405 GeV/c (Punkte) aus Ref. [5] .

Wegen der Relation

$$(6) \quad \frac{M_X^2 - m_0^2}{s} = 1 - \sqrt{x^2 + \frac{4(m_0^2 + \vec{p}_\perp^2)}{s}} \approx 1 - |x|$$

(für $x \neq 0$ und $\sqrt{s}/2 \gg \sqrt{m_0^2 + \vec{p}_\perp^2}$)

erhält man aus dem Protonenspektrum $d\sigma/dx$ direkt das Massenspektrum $d\sigma/dM_X^2$ für die invariante Masse M_X des Systems X in der Reaktion (4). Das Spektrum $d\sigma/dM_X^2$ in Fig. 1b ist in dieser Weise dem aus Fig. 1a zugeordnet; es zeigt ebenfalls einen steilen Anstieg zu kleinen Massen hin und ein angrenzendes Plateau. Im Plateau-Bereich ist die Energieabhängigkeit von $d\sigma/dM_X^2$ proportional zu $1/s$.

2. Läßt sich das Spektrum, bestehend aus Plateau und Anstieg, mit nichtdiffraktiver und diffraktiver Teilchenproduktion in Zusammenhang bringen? Die folgenden Modellüberlegungen deuten darauf hin:

Stodolsky hat gezeigt [6], daß der flache Anteil von $d\sigma/dx$ ($0.9 > |x| > 0.3$) durch die beiden Annahmen beschrieben werden kann:

- (1) die erzeugten Mesonen (oder "Cluster" von im Mittel 3 Mesonen) entstehen unabhängig voneinander (Poisson-Fluktuationen), und
- (2) das Proton-Spektrum ergibt sich einfach durch Subtraktion der in den Clusters enthaltenen Energie von der des Projektils.

Ferner zeigten Biaľas und Kotanski [7], daß die Absorption der einlaufenden Wellen auf Grund dieser "nichtdiffraktiven" Teilchenproduktion (d.h. der Schatten, den das Target auf Grund dieser Erzeugungsprozesse wirft) zu einer inelastischen diffraktiven Komponente führt, die durch den Anstieg in $d\sigma/dx$ bzw. $d\sigma/dM_x^2$ bei großen $|x|$ bzw. kleinen M_x^2 gekennzeichnet ist. In diesem Anstieg sind die Resonanzen zwar enthalten, füllen ihn aber lange nicht aus; die Beiträge von diffraktiven Resonanzen fester Masse wandern im Spektrum $d\sigma/dx$ in die Punkte $|x| = 1$, wenn die Energie s ansteigt. Nach der Rechnung von Biaľas und Kotanski ergibt sich auf natürliche Weise in Analogie zur elastischen Streuung, daß die Phasen der diffraktiven Streuamplituden (fast) rein imaginär sind.

Wenn wir hiernach annehmen, daß der Anstieg in $d\sigma/dx$ von diffraktiven Anregungen herrührt, dann folgt aus der Scaling-Eigenschaft, daß für wachsendes s immer größere Werte von M_x diffraktiv erzeugt werden können: bei festgehaltenem x wächst $M_x^2 \propto s$. Dieses Wachstum ist durchaus mit der anfangs erwähnten Kohärenzbedingung verträglich, da $(M_x^2 = m^2)$:

$$(7) \quad \frac{m^2 - m_0^2}{2 p_{lab}} \underset{s \gg m_0^2}{\approx} m_0 \frac{m^2 - m_0^2}{s} \underset{x \neq 0}{\approx} m_0 (1 - |x|) < \frac{1}{2R}$$

Für Hadronen ist $R \approx 1$ Fermi ($\approx \frac{m_{\text{Proton}}}{0.21}$). Die Bedingung (7) fordert also $|x| \geq 1 - \frac{.21}{2} \approx 0.9$.

C. Problemstellung und Zusammenfassung der Ergebnisse

Wenn wir davon ausgehen, daß das inklusive Proton-Spektrum eine diffraktive Komponente der Teilchenerzeugung aufweist, dann erwarten wir, daß sich die Eigenschaften dieser Diffraktion auch in anderen experimentellen

Verteilungen zeigen und nicht nur im inklusiven Einteilchen-Spektrum. Insbesondere wäre es von Bedeutung, die diffraktive Komponente, Ereignis für Ereignis, vom Rest abzuseparieren, um ihre Eigenschaften getrennt untersuchen zu können. Eine solche Trennung läßt sich bei Energien des FNAL-Beschleunigers (100 - 400 GeV/c Laborimpuls) und höheren Energien relativ einfach durch einen Schnitt im Proton-Spektrum $d\sigma/dM_X^2$ bzw. $d\sigma/dx$ durchführen, indem alle Ereignisse mit $M_X^2 < (M_X^{9r})^2$ bzw. $|x| > |x^{9r}|$ (≈ 0.9 nach (7)) als diffraktiv definiert werden [5, 8]. Dabei legt $(M_X^{9r})^2$ bzw. $|x^{9r}|$ in etwa die Grenze zwischen dem Plateau-Bereich und dem Anstieg im Spektrum fest. Da der nichtdiffraktive Untergrund im Anstiegsbereich vermutlich klein ist, gelingt somit eine Abspaltung von Ereignissen, die sehr stark durch diffraktive dominiert werden.

Bei mittleren Energien ist jedoch eine solch einfache Trennung nicht durchführbar, da in der M_X^2 -Variablen die zwei Komponenten sehr viel stärker überlappen. Dies verdeutlichen die inklusiven Histogramme in Fig. 2a, die $d\sigma/dM_X^2$ für die Reaktion (4) bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls darstellen⁽⁺⁾. Offensichtlich würde ein simpler M_X^2 -Schnitt oberhalb des diffraktiven Anstiegs ($M_X^2 \approx 3 \text{ GeV}^2$) entweder den diffraktiven Beitrag zu großen Massen wegschneiden, oder zu viel nichtdiffraktiven Untergrund mitnehmen. Deshalb muß man bei mittleren Energien andere effektivere Trennungsmethoden entwickeln. In Kapitel II dieser Arbeit schlagen wir eine solche Methode vor, die wir auf das Blasenkammer-Experiment der Bonn-Hamburg-München (BHM) Kollaboration bei 12 und 24 GeV/c anwenden, und diskutieren verschiedene Eigenschaften der abseparierten Ereignisse. Die aus ihnen gewonnenen inklusiven Verteilungen und $W_{q.e}$ vergleichen wir mit solchen aus FNAL-Experimenten und mit sogenannten Tripel-Regge-Fits an dieselben BHM-Daten, die unabhängig von unserer Trennung durchgeführt wurden [9]. Durch diese Vergleiche und durch weitere Untersuchungen kommen wir zu folgenden Ergebnissen:

(+) Der Anstieg in $d\sigma/dM_X^2$ bei großem M_X^2 ist ein kinematischer Effekt. Die Spektren $d\sigma/dx$ und $d\sigma/dM_X^2$ hängen über die Relation $s d\sigma/dM_X^2 = -(d\sigma/dx) \sqrt{x^2 + 4m_L^2/s} / x$, ($m_L^2 = m_\pi^2 + p_\perp^2$) zusammen (s. (6) oben). Für $x \neq 0$ gilt somit $\lim_{s \rightarrow \infty} s d\sigma/dM_X^2 = \pm d\sigma/dx$. Für $|x| < \frac{2m_L}{\sqrt{s}}$ dagegen gilt $s d\sigma/dM_X^2 = -(d\sigma/dx) 2m_L/x\sqrt{s}$. Deshalb entsteht für einen x -Bereich um $x=0$, der mit wachsendem s schrumpft, ein Anstieg in $d\sigma/dM_X^2$, falls das Plateau in $d\sigma/dx$ sich bis $x=0$ fortsetzt. Letzteres scheint experimentell in etwa der Fall zu sein.

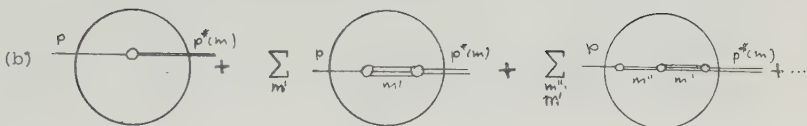
1. Unser Massenspektrum $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ für diffraktive Anregungen und das aus den Tripel-Regge-Fits gewonnene Massenspektrum haben denselben qualitativen Verlauf. Beide zeigen bei 24 GeV/c nichtvernachlässigbare Beiträge zur Diffraction bis zu $M_X \approx 4-4.5$ GeV.
2. Im Anstiegsbereich (bei kleinem M_X^2) ist ein endlicher, nichtdiffraktiver Untergrund im inklusiven Spektrum vorhanden, der aber mit wachsender Energie abnimmt.
3. Mit wachsender Energie setzt sich das Spektrum $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ bis zu größeren Massen fort. Für $M_X^2 \lesssim 5 \text{ GeV}^2$ sinkt jedoch $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ mit s derart ab, daß die Größe unserer gesamten diffraktiven Komponente, $\sim 7-8$ mb, konstant bleibt. Der Wert von 7-8 mb stimmt mit den aus FNAL-Experimenten gewonnenen Werten von 6-8 mb relativ gut überein [5,8]. Das Absinken von $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ im Bereich $M_X^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$ kann darauf hindeuten, daß die diffraktiven Ereignisse eine kleine nichtdiffraktive Beimischung enthalten (z.B. Isovektor-Austausch mit Ladung 0), was bei einer Energie von 12 GeV/c nicht weiter verwunderlich ist.
4. Die mittlere Anzahl geladener Teilchen als Funktion der angeregten Masse ist von der Energie praktisch unabhängig, wie ein Vergleich mit FNAL-Werten zeigt.
5. Der "Steigungsparameter" b bei exponentieller Parametrisierung von $d\sigma^{diff}/dtdM_X^2 \propto e^{bt}$ bei festen Massen M_X^2 ist $\sim 18 \text{ GeV}^{-2}$ im Anstiegsbereich von $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ und $\sim 5-6 \text{ GeV}^{-2}$ oberhalb dieses Bereichs. Mit anderen Worten, die t-Verteilungen für die Anregung kleiner Massen sind erheblich schmaler als die für größere M_X^2 .

Wir diskutieren (z. T. in Anhang B) weitere Tests zur Güte der Trennung.

Unbeachtet bei der Identifizierung und Untersuchung diffraktiver Ereignisse ist bisher die Phase der Anregungsamplituden geblieben. Um die Annahme einer imaginären Amplitude zu prüfen, befassen wir uns in Kapitel III mit Reaktionen wie (3a) oben, d.h. kohärenten Reaktionen an Kernen, die sehr sensitiv von dieser Phase abhängen. Denn solche Prozesse sind aufgebaut aus elastischen und inelastischen diffraktiven Vielfachstreuungen des Projektils in Kernmaterie, die miteinander interferieren können, wie durch folgende Graphen skizziert wird:



(10)



Experimente zur Reaktion (10a) werden normalerweise im Rahmen nur des ersten Graphen in (10b) analysiert, dem sogenannten Einstufen-Bild. Der wesentlichste Anpassungsparameter dabei, $\sigma_{p^*(m)}$, der in diesem Bild als der totale Wq. für Streuung der Anregung p^* an einem Nukleon interpretiert wird, beschreibt die Absorption des auslaufenden Systems p^* in Kernmaterie. Experimentell fällt er kleiner als der totale Proton-Proton Wq. aus, im Gegensatz zu Erwartungen, die auf naiven, aber zunächst nahe-
liegenden Vorstellungen über das System p^* beruhen. Ferner wird durch Daten eines Brookhaven (BNL) Experiments bei $p_{\text{lab}} = 22.5 \text{ GeV/c}$ ein Abfall des $\sigma_{p^*(m)} =: \sigma_m$ mit zunehmender Anregungsmasse m angedeutet [10]. Diese zwei experimentellen Resultate bilden die Grundlage unserer Diskussion in Kapitel III. Wir verwenden darin unser in Kapitel II bestimmtes, diffrak-
tives Massenspektrum bei 24 GeV/c mit der zusätzlichen Annahme der imagi-
nären Phase als empirische Eingabe in Modellrechnungen. Es zeigt sich, daß die experimentell gefundene niedere Absorption, d.h. große "Durchdringwahrscheinlichkeit" des p^* qualitativ durch konstruktive Interferenzen weiterer Graphen in (10b) erklärt werden kann.

Wir lassen also die Einstufen-Vorstellung zur p^* -Produktion fallen. Quantitative Aussagen ergeben sich aus Berechnungen auf der Grundlage zweier Modellvorstellungen über diese weiteren Graphen, d.h. über die Propagation hadronischer Systeme durch Kernmaterie. Die eine ist das Kontinuumsmodell von Van Hove [11] und die zweite das von J.S. Bell vorgeschlagene "singulär-kontinuierliche" Modell [12]. Durch Vergleiche der experimentellen⁽⁺⁾ Massenabhängigkeiten von σ_m mit diesen zwei Modellen finden wir, daß der

(+) Es sei nochmals betont, daß σ_m eine Größe ist, die direkt nicht gemessen werden kann, sondern mit Hilfe des Einstufen-Modells aus den Daten extrahiert ist.

Propagationsmechanismus von Bell die Daten gut erklären kann, dagegen das Kontinuumsmodell nicht. Durch die qualitative Erklärung der niederen Absorption und durch die Beschreibung der Massenabhängigkeit von σ_m mit Hilfe von Bells Mechanismus finden wir, daß unsere Phasenannahme konsistent mit den experimentellen Daten ist. Allerdings war eine direkte Bestimmung der Phase nicht möglich.

In Kapitel III erwähnen wir noch kurz den Einfluß der Phase auf die elastische Proton-Kern-Streuung ($p^* = p$ in (10a)). Falls die diffraktive Amplitude imaginär ist, reduzieren die weiteren Terme in (10b) den totalen Proton-Kern Wq. (optisches Theorem). In der Literatur ist dieses Phänomen unter dem Namen "inelastischer Schatten bei elastischer p-Kern-Streuung" bekannt [13, 14]. Innerhalb der großen experimentellen Unsicherheit hierzu stimmen unsere Berechnungen, basierend auf $d\sigma^{diff}/dM_x^2$ als Eingabe mit den Daten [15, 16] gut überein.

Wir schließen die Arbeit mit einigen Spekulationen über mögliche zukünftige experimentelle Tests zur Phase und zur Größe der diffraktiven Amplituden, sowie zum Propagationsmechanismus hadronischer Systeme in Kernen.

II. Trennung und Untersuchung der diffraktiven Komponente in Proton-Proton-Stößen

Für dieses Kapitel benutzen wir die Proton-Proton Daten der BHM-Kollaboration. Es wurden 140 000 inelastische Ereignisse aus der CERN 2-Meter-Wasserstoff-Blasenkammer bei jeder Energie verwendet. Bezüglich allgemeiner Information über die experimentelle Technik und Auswertungsmethoden verweisen wir auf die einschlägige Literatur [9, 17-29].

Da das Studium der Produktion seltsamer ("strange") Teilchen ein ganzes Kapitel für sich ist [25], betrachten wir nur Ereignisse, in denen keine seltsamen Teilchen produziert werden [28]. Dies bedeutet keine wesentliche Einschränkung, da seltsame Produktion nur einen kleinen Anteil der gesamten Ereignisse bildet (2.24 ± 0.09 mb bzw. 4.30 ± 0.18 mb bei 12 bzw. 24 GeV/c [25] verglichen mit $\sigma_{\text{inel}}(\text{pp}) \approx 30$ mb (siehe Tabelle I)).

A. Darstellung der Trennungsmethode

Die Trennung von diffraktiven Ereignissen basiert auf einer Eigenschaft, die der Diffraction durch nahezu alle einschlägigen Modelle zugesprochen wird. Diese ist, daß die Teilchen des angeregten Systems $p^*(m)$ sich etwa mit der gleichen sogenannten Rapidität y bewegen, wie der Schwerpunkt von p^* . Mit anderen Worten, die Bestandteile von p^* liegen bei mittlerer und hoher Primärenergie in der longitudinalen Rapiditätsvariablen weit getrennt von dem nichtangeregten Rückstoßproton [23, 30-35]. Die Rapidität y_i eines auslaufenden Teilchens i ist definiert durch

$$(1) \quad y_i = \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{E_i + p_i^{\parallel}}{E_i - p_i^{\parallel}} \right\},$$

wobei E_i und $p_i^{\parallel}$ seine Energie und Impulskomponente (longitudinaler Impuls) in der Einlaufrichtung sind⁽⁺⁾. Der Begriff Entfernung zweier Teilchen in y wird definiert durch

⁽⁺⁾ Für nicht-relativistische Teilchen geht die Rapidität in die longitudinale Geschwindigkeit über: $y_i \rightarrow \beta_i^{\parallel} := p_i^{\parallel}/E_i$. Ferner haben alle (auch relativistische) Teilchen derselben Geschwindigkeit dieselbe Rapidität, unabhängig von der Masse. Aus diesen Eigenschaften entstand der Name "Rapidität".

$$\Delta \gamma_{ij} = \gamma_i - \gamma_j \quad \text{falls} \quad \gamma_i \geq \gamma_j$$

Die sogenannte Rapiditätslücke $\Delta \gamma_{ij}$ ist invariant gegenüber Lorentz-Transformationen entlang der Einlaufrichtung.

Bei der Aufstellung unserer Trennungskriterien müssen wir berücksichtigen, daß auslaufende neutrale Teilchen in der Blaskammer keine Spuren hinterlassen. Durch kinematische Zwangsbedingungen kann man bestenfalls feststellen, ob entweder keine, eines oder mindestens zwei neutrale Teilchen in einem Ereignis vorhanden sind [17, 18]. Bei Ereignissen mit höchstens einem neutralen Teilchen sind die Rapiditäten aller auslaufenden Teilchen durch die Kinematik und Quantenzahlerhaltung im Prinzip einzeln feststellbar⁽⁺⁾. Solche Ereignisse betrachten wir zunächst. Als erstes werden die Rapiditäten eines Ereignisses mit N auslaufenden Teilchen der Größe nach geordnet:

$$\gamma_1 < \dots < \gamma_i < \gamma_{i+1} < \dots < \gamma_N$$

In Anlehnung an die oben erwähnten Eigenschaften diffraktiver Ereignisse und mit der üblichen Konvention $\gamma_{\text{Target}} < \gamma_{\text{Strahl}}$ lautet unser Kriterium für Strahlanregung bei Ereignissen mit höchstens einem neutralen Teilchen:

Kriterium A: Falls γ_1 zu einem als Proton identifizierten Teilchen gehört und falls $\gamma_2 - \gamma_1$ die größte Rapiditätslücke benachbarter Teilchen des Ereignisses ist, dann wird das Ereignis als Diffraktion des Strahlprotons akzeptiert (Fig. 3a).

Bei Ereignissen mit zwei oder mehr neutralen Teilchen können die Rapiditäten dieser neutralen durch die Kinematik einzeln nicht bestimmt werden. Um diese Tatsache zu umgehen, definieren wir eine effektive Rapidität des gesamten neutralen Systems:

$$(2) \quad \gamma_{\text{eff}}^0 = \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{E_n + p_n^0}{E_n - p_n^0} \right\},$$

⁽⁺⁾ Unsicherheiten bei der Identifizierung der Teilchen sind natürlich wegen Meßfehler vorhanden (s. Ende Anhang A dazu).

wobei E_n und p_n Energie und longitudinaler Impuls aller fehlenden neutralen Teilchen zusammen sind, die man aus der Energie-Impulserhaltung berechnet. Dann, nach einer Ordnung nur der geladenen Rapiditäten eines Ereignisses,

$$y_1^{ch} < \dots < y_i^{ch} < y_{i+1}^{ch} < \dots < y_{N_{ch}}^{ch}$$

(bei N_{ch} auslaufenden geladenen Teilchen), verlangen wir für diffraktive Strahlanregung bei Ereignissen mit zwei oder mehr neutralen Teilchen:

Kriterium A': Falls die geladenen Rapiditäten das Kriterium A erfüllen und ferner falls

$$y_2^{ch} \leq y_{eff}^0 \leq y_{N_{ch}}^{ch} + (y_2^{ch} - y_1^{ch}) ,$$

dann wird das Ereignis als Diffraktion des Strahlprotons akzeptiert.

Das bedeutet, daß die effektive neutrale Rapidität innerhalb des geladenen Teilchen-"Clusters" liegen soll, oder höchstens so weit "rechts" von ihm wie das nichtangeregte Proton "links" liegt.

Dieses zweite Kriterium ist ein grober Versuch, der multineutralen Ereignisse Herr zu werden.

Die Kriterien A und A' sind konstruiert, um die Anregungen des Projektils zu identifizieren. Bei solchen Ereignissen sind die Bestimmung und Auflösung des Impulses von dem im Laborsystem langsamen Rückstoßproton sehr viel genauer als die des schnellen Rückstoßprotons bei Targetanregung [17, 18]. Da gerade dieser Impuls Verteilungen wie in Fig. 1 bestimmt, beschränken wir uns auf Strahlanregung. Wir haben dafür alle in dieser Arbeit angegebenen diffraktiven Wq.e und Verteilungen (bis auf Fig. 10) mit dem Faktor zwei versehen, um Targetanregung mitzuberücksichtigen. Dies ist wegen der Symmetrie des einlaufenden Proton-Proton-Zustandes erlaubt.

Bei der Aufstellung von Trennungskriterien wie A und A' muß noch berücksichtigt werden, daß das Pion in Folge seiner kleinen Masse auf der Rapiditätsachse sehr beweglich ist, d.h. es kann sich von seinem dynamischen Ursprung in y sehr weit entfernen⁽⁺⁾. Im Anhang A werden noch zwei weitere

(+) Zum Beispiel kann ein Zerfallspion eines $\mathcal{S}$ -Mesons sich im Extremfall 1.7 Einheiten in Rapidität von dem $\mathcal{S}$ -Meson entfernen. Als Vergleich dazu sind die Gesamtrapiditäts-Intervalle dieses Experiments 3.64 bzw. 3.94 bei 12 bzw. 24 GeV/c.

Kriterien angegeben, um dieser Tatsache Rechnung zu tragen. Sie sind in allen diffraktiven Wq.en und Verteilungen enthalten, ändern aber die Hauptkriterien A und A' nur geringfügig ab. Im Anhang A wird ferner ein Schnitt in der t-Variablen angegeben, der ebenfalls hier überall enthalten ist, falls nichts anderes bemerkt wird, sowie eine kurze Fehlerdiskussion.

Im Anhang B werden einige qualitative Tests unserer Auswahlkriterien diskutiert.

B. Ergebnisse aus der Anwendung der Trennungsmethode

1. In Fig.2a wird zusätzlich zum inklusiven Spektrum das aus den Auswahlkriterien gewonnene Massenspektrum der diffraktiven Anregungen des Protons gezeigt, mit und ohne t-Schnitt (s. Anhang A). Das Integral dieser Verteilung gibt den totalen diffraktiven Wq., da jedes Ereignis genau einmal mit der fehlenden Masse des Rückstoßprotons beiträgt. Wir bekommen für den inelastischen diffraktiven Wq.

$$(3) \quad \sigma_{inel}^{diff}(pp) = \int dM_X^2 \frac{d\sigma^{diff}}{dM_X^2} \approx 7 \text{ mb} \quad (-t < 0.6 \text{ GeV}^2)$$

für beide Energien (s. auch Tabelle I). Dieser Wert ist in qualitativer Übereinstimmung mit Schätzungen bei FNAL-Energien zwischen 100 und 400 GeV/c, die aus M_X^2 - und t-Schnitten hervorgehen und zwischen 6 und 8 mb liegen [5, 8]. Er stimmt auch mit verschiedenen anderen aus Modellrechnungen gewonnenen Werten überein, die $\sigma_{inel}^{diff}(pp) \approx 0.25 \sigma_{inel}(pp)$ bei mittleren Energien setzen [37-43]. (Harari und Rabinovici finden $\sigma_{inel}^{diff} \approx 0.16 \sigma_{inel}(pp)$ [44]).

Das Bemerkenswerte an $d\sigma^{diff}/dM_X^2$ ist die Energieabhängigkeit. Die Position der Spitze ist unabhängig von der Energie. Der Spitzenwert sinkt jedoch in dem Maße ab, in dem die Beiträge zu großen M_X^2 anwachsen, derart, daß das Integral in (3) energieunabhängig ist. Die Fig. 2b zeigt das "Rest-histogramm", die Differenz zwischen inklusivem und diffraktivem Spektrum (letzteres mit t-Schnitt). Durch dieses Trennungsverfahren ist man imstande, den nichtdiffraktiven Untergrund im Anstiegsbereich des inklusiven Spektrums abzuschätzen, im Gegensatz zu den Trennungen durch M_X^2 -Schnitte bei FNAL-Energien. Die Fig. 2 deutet jedoch an, daß dieser Untergrund mit wachsendem s kleiner wird, was man als Stütze der FNAL-Trennung ansehen kann.

2. Die Beiträge zu $d\sigma^{\text{diff}}/dM_X^2$ von Ereignissen fester "Prong-Zahl", d.h. festes N_{ch} , zeigen wir in Fig. 6. Die Positionen der Maxima dieser Verteilungen wachsen mit steigendem N_{ch} , jedoch für $N_{\text{ch}} \leq 4$ nicht mit der Energie. Die integrierten, sogenannten topologischen Wq.e $\sigma_{N_{\text{ch}}}^{\text{diff}}$, die aus den Verteilungen in Fig. 6 entstehen, sowie deren Summe $\sigma_{\text{inel}}^{\text{diff}}(pp) = \sum_{N_{\text{ch}}} \sigma_{N_{\text{ch}}}^{\text{diff}}$ sind in Tabelle I aufgeführt, zusammen mit den entsprechenden gesamten inelastischen Wq.en. Aus den topologischen Wq.en errechnen sich die mittleren geladenen Multiplizitäten nach

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \sum_{N_{\text{ch}}} N_{\text{ch}} \sigma_{N_{\text{ch}}} ,$$

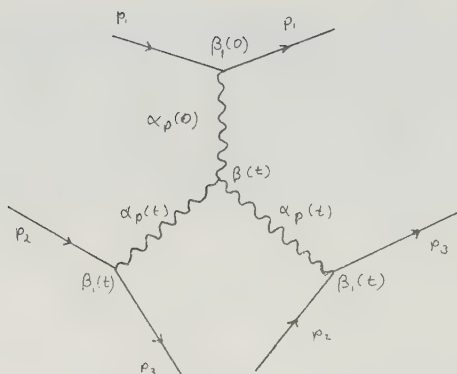
die auch in Tabelle I zu finden sind. Man sieht, daß $\langle N_{\text{ch}} \rangle^{\text{diffr}} < \langle N_{\text{ch}} \rangle^{\text{Gesamt}}$ und, daß $\langle N_{\text{ch}} \rangle^{\text{diffr.}}$ langsamer mit der Energie anwächst als $\langle N_{\text{ch}} \rangle^{\text{Gesamt}}$.

Aus Tabelle I entnimmt man ferner, daß der zwei-Prong diffraktive Wq. um etwa 0.7 mb von 12 bis 24 GeV/c abfällt. Ein Teil dieses Abfalls kann durch Isektor-Austausch bei einfacher Pionproduktion erklärt werden, der irrtümlich als Diffraction klassifiziert wurde, und der bekanntlich mit der Energie abfällt [28] .

3. In Fig.7 tragen wir das diffraktive Massenspektrum $s d\sigma^{\text{diff}}/dM_X^2$ (integriert über $0 < -t < 0.6 \text{ GeV}^2$) gegen die Scaling-Variable M_X^2/s ($\S$. (I.6)) für beide Energien auf, so wie es durch die Scaling-Eigenschaft des führenden diffraktiven Termes einer Tripel-Regge-Entwicklung nahegelegt wird [45] :

$$(5) \quad s \frac{d\sigma^{\text{Scaling Anteil}}}{dt dM_X^2} \approx \left[\beta_1(0) \beta_1^2(t) \beta(t) \right] \left(\frac{s}{M_X^2} \right)^{2\alpha_P(t)-1}$$

Dabei ist $\alpha_P(t)$ die Trajektorie aus der herkömmlichen Regge-Theorie, die die Diffraction beschreibt, die sogenannte Pomeron-Trajektorie. Der rechten Seite von (5) entspricht der sogenannte Tripel-Pomeron Graph, in dem die Funktionen β_1, β die verschiedenen Vertizes beschreiben:



Die in Fig. 7 eingezeichneten Kurven sind die diffraktiven Spektren eines Tripel-Regge-Fits [9] an inklusive Proton-Verteilungen aus dem BHM-Experiment und aus ISR-Experimenten. In jener Analyse wurden diese Kurven gewonnen durch Subtraktion der nichtdiffraktiven Anteile der Tripel-Regge-Entwicklung vom inklusiven Massenspektrum. Anstatt die diffraktiven Terme der Entwicklung selbst zu nehmen, ist die Subtraktion notwendig, um den Anstieg in $\frac{d\sigma_{\text{diff}}}{dM_X^2}$ direkt oberhalb der Schwelle zu berücksichtigen (die diffraktiven Anteile selbst divergieren bei kleinen M_X^2 , da sie auch die elastische Diffraction enthalten).

Im Bereich der Spitze der Verteilungen stimmt unsere Auswahlmethode mit dem Tripel-Regge-Ergebnis gut überein. Der integrierte diffraktive Wq. von der Tripel-Regge Untersuchung ist jedoch $\approx 30\%$ kleiner als unserer. Diese Diskrepanz stammt hauptsächlich aus dem mittleren Bereich $M_X^2/s \approx 0.15$ bis 0.3 . Bei größeren M_X^2 laufen die Histogramme mit den Kurven zusammen, in Übereinstimmung mit der Scaling-Eigenschaft des führenden Tripel-Regge-Termes (5). Das Wesentliche am Vergleich dieser voneinander völlig unabhängigen Analysen ist, daß beide Methoden Beiträge in etwa derselben Größenordnung bis hinauf zu großen Anregungsmassen ($M_X \approx 4-4.5$ GeV) andeuten.

4. Als weitere Eigenschaft des diffraktiven Systems zeigen wir in Fig. 8 seine mittlere Anzahl geladener Teilchen als Funktion seiner Masse $\langle N_{\text{ch}}(M_X^2) \rangle$ (assoziierte Multiplizität). Wir sehen ein glattes, lineares Anwachsen mit $\ln(M_X^2)$, praktisch unabhängig von der Energie $\sqrt{s}$ bis etwa

$M_X^2 \approx 10 \text{ GeV}^2$. Von dort ab verschwindet der diffraktive Wq. bei 12 GeV/c. Die Aussage der Unabhängigkeit von $\sqrt{s}$ wird noch durch die zwei Datenpunkte von pp-Reaktionen bei der FNAL-Energie 205 GeV/c unterstützt, die genau auf unsere 24 GeV/c Daten fallen.

Die zwei in Fig. 8 eingezeichneten Kurven geben den Verlauf der assoziierten Multiplizität des Systems X (in Reaktion (I.4)) aller inelastischen inklusiven pp-Reaktionen bei 12 und 24 GeV/c an, als Funktion der invarianten Masse des Systems X. Oberhalb des Bereichs, wo Diffraktion dominiert (der untere Anstieg im inklusiven Spektrum in Fig. 2a) fallen diese Kurven unterhalb der angeregten Punkte, da dort M_X für inklusive Reaktionen i.a. kinetische Energie zwischen Teilchen-"Clusters" enthält. Bei den höchsten M_X^2 -Werten, wo es keine Diffraktion mehr gibt, steigen die inklusiven Kurven steil an, um nicht mit der Tatsache in Widerspruch zu kommen, daß $\langle N_{ch} \rangle^{diff} < \langle N_{ch} \rangle^{gesamt}$ (s. Tabelle I).

5. Als letztes gehen wir noch auf die Abhängigkeit der diffraktiven Produktion vom Impulsübertrag t auf das Rückstoßproton ein. Wir benutzen die Variable $t' = t - t_{Min}(M_X^2)$, um den kinematischen Abfall in $d\sigma/dt$ bei kleinen $|t|$ -Werten zu vermeiden. Dabei ist $t_{Min}(M_X^2)$ das Quadrat des kleinsten Viererimpulsübertrages, der zur Produktion von M_X^2 kinematisch erlaubt ist (vgl. Gl. (I.1)). Der differentielle Wq. wird als Exponentialfunktion parametrisiert:

$$(6) \quad \frac{d\sigma^{diff}}{dt' dM_X^2} = a(M_X^2) e^{b(M_X^2) t' + c(M_X^2) t'^2}$$

Die Parameter $b(M_X^2)$ und $c(M_X^2)$ wurden für verschiedene M_X^2 -Bins durch "Maximum Likelihood" Anpassungen an die Daten für $0.025 < -t' < 0.4 \text{ GeV}^2$ gewonnen. Durch die untere Grenze von $-t'$ vermeidet man den Bereich, wo Musterungsverluste sehr groß sind. In Fig. 9 zeigen wir die resultierenden Werte für b und c als Funktion von M_X^2 . Bei beiden Energien fällt der Steigungsparameter b von den Spitzenwerten steil ab, die wesentlich höher als bei elastischer Streuung sind ($b_{elastisch} \approx 10 \text{ GeV}^{-2}$ bei diesen Energien [46]). Anschließend setzt er sich abrupt zur Ruhe, bei etwa $b \approx 5-6 \text{ GeV}^{-2}$ von $M_X^2 \approx 3 \text{ GeV}^2$ aufwärts. Der quadratische Parameter c , der (falls > 0) für Konkavität der t' -Verteilung sorgt, ist oberhalb $M_X^2 \approx 3 \text{ GeV}^2$ mit Null

verträglich, während bei kleinen M_X^2 eine endliche Konkavität nötig ist, um die Daten zu fitten. In Fig. 9 unterscheidet sich die c-Skala von der des b um einen Faktor 10, um das relative Gewicht der Terme bt' und ct'^2 , mit $\langle -t' \rangle \approx 0.1 \text{ GeV}^2$, zu verdeutlichen.

Der steile Abfall und die anschließende schwache Massenabhängigkeit von $b(M_X^2)$ sind auch in verschiedenen exklusiven Reaktionen gesehen worden [47-50], und mit einem weniger markanten Abbruch in der inklusiven Reaktion $\pi^- p \rightarrow pX$ [51], wo keine diffraktive Auswahl vorgenommen wurde. Unsere Werte für $b(M_X^2)$, die für Resonanz und diffraktiven Untergrund zusammen gelten, sind mit den Steigungsparametern für die Resonanzen N^* (1400, 1520, 1688, 2190), die in Draht-Kammer-Experimenten bestimmt sind [48, 49] gut verträglich. In Ref. [48] wurde gezeigt, daß die dort festgestellten Steigungen unempfindlich auf drastische Änderungen der Breiten und Formen der Resonanzen reagieren. Dies zeigt, daß sie sich nicht wesentlich von den Steigungen des Untergrundes im selben Massenbereich unterscheiden.

Den abrupten Wechsel in $b(M_X^2)$ bei $M_X^2 \approx 3 \text{ GeV}^2$ kann man in Beziehung zu seinem eventuellen Gegenstück in $d\sigma^{\text{diff}}/dM_X^2$ (Fig. 2a) setzen, wo auch bei $\sim 3 \text{ GeV}^2$ der scharfe Abfall in den viel gemäßigten bei größeren M_X^2 übergeht. Um diesen Zusammenhang zu verstehen, müßte man untersuchen, ob der abrupte Wechsel in $d\sigma^{\text{diff}}/dM_X^2$ auch bei höheren Energien bestehen bleibt, oder allmählich verwaschen wird.

Zum Schluß dieses Kapitels geben wir das Massenspektrum für Vorwärtsanregung des Strahlprotons bei 24 GeV/c an, das wir im nächsten Kapitel verwenden werden. Dazu bestimmen wir die Größe $a(M_X^2)$ in Gl. (6) und extrapolieren (6) bis zu $t' = 0$. In Fig. 10 tragen wir das resultierende

$$(7) \quad \frac{d\sigma^{\text{diff}}}{dt' dM_X^2} (\text{Strahlanregung}, t'=0) = \frac{M_X d\sigma^{\text{diff}}(t'=0)}{dt' dM_X^2} = M_X a(M_X^2)$$

als Funktion von M_X auf. Wir haben den "Symmetrie-Faktor" 2 jetzt wieder entfernt, da wir in den Kernreaktionen nur Anregungen des Projektils haben wollen. Die in Fig. 10 eingezeichnete Kurve ist eine für unsere Zwecke ausreichende Approximation an $\frac{d\sigma^{\text{diff}}(t'=0)}{dt' dM_X^2}$.

III. Kohärente Hadronproduktion an Kernen und der inelastische Schatten bei elastischer Proton-Kern-Streuung

Wie im ersten Kapitel schon erwähnt, wollen wir hier mit unseren rein imaginären diffraktiven (aus der Fig.10 entnommenen) Streuamplituden als empirischer Eingabe einige Verallgemeinerungen des Einstufen-Bildes zur kohärenten Hadronproduktion untersuchen. Die Modellrechnungen und ihre Interpretationen werden im Rahmen der Eikonalnäherung bzw. der Glauber-Theorie durchgeführt. Zu diesem Zweck gehen wir in Abschnitt B und C auf die Glauber-Theorie und ihren Zusammenhang mit der Eikonalapproximation ein. Nach einer Diskussion des BNL-Experiments [10] und dessen Interpretation im Abschnitt D kommen wir schließlich im Abschnitt E zu den eingangs erwähnten Verallgemeinerungen. Abschnitt F befaßt sich mit dem inelastischen Schatten in elastischer Proton-Kern-Streuung. Diesen Untersuchung soll aber zunächst eine kurze Erläuterung der Motivationen für Streuung an Kernen vorangestellt werden, zusätzlich zu den in Kapitel I angeschnittenen Fragen der Interferenzen.

A. Warum ist hochenergetische Vielteilchenproduktion an Kernen interessant?

Auf den ersten Blick hat man den Eindruck, daß Vielteilchenproduktion an Kernen nur die üblichen Schwierigkeiten bei Hadron-Nukleon-Stößen potenziert. Das Verständnis von Vielteilchenproduktion am Wasserstoff ist bekanntlich sehr unvollständig. Was hofft man dann über die starke Wechselwirkung zu lernen, indem man einen der hadronischen Stoßpartner nur komplizierter statt einfacher macht, d.h. indem man jetzt sehr viele rätselhafte Nukleonen mit deren unbekannter Kernphysik dazu als Target nimmt? Als Antwort darauf kann man folgende Punkte als prinzipielle Vorteile von Hadron-Kern-Streuung gegenüber Hadron-Hadron-Streuung anführen:

1. Sukzessive kohärente Streuungen des Projektils in Kernmaterie wirken wie ein Filter für diffraktive Anregungen des Projektils, da solche Prozesse aufgrund der wohl definierten Phase der Diffraction sich konstruktiv überlagern. Wegen der Kohärenzbedingung (I.1) sind solche Prozesse bei sehr kleinen $|t|$ -Werten zu finden. Im Gegensatz dazu haben alle nichtdiffraktiven Streuungen an den verschiedenen Nukleonen sowie Anregungen der

Kernnukleonen wesentlich kleinere Wq.e wegen destruktiver Interferenzen. Damit ist bei kleinen $|t|$ -Werten die Selektion diffraktiver Prozesse schon im Experiment selbst vollzogen und die Unsicherheiten einer Selektionsmethode wie im Kapitel II werden vermieden.

2. Teilchen-Kern-Reaktionen erlauben indirekte Rückschlüsse auf die Wechselwirkung von Teilchensystemen p^* kontinuierlicher Masse (wie z.B. extrem kurzlebiger Resonanzen) mit einem Nukleon. Die Bestandteile eines an einem Nukleon produzierten p^* befinden sich noch in starker Wechselwirkung miteinander, wenn sie das nächste Nukleon erreichen. Wie hängt nun die Reaktion des Systems p^* als ganzes mit diesem nächsten Nukleon von z.B. der p^* -Masse ab? Als jetzt schon klassisches Beispiel hierzu dient die Bestimmung des φ^0 -Nukleon Wq.'s durch Messung der Absorption im Kern von photoproduzierten φ^0 -Mesonen.

3. Im Zusammenhang mit diesem zweiten Punkt haben sich Überlegungen allgemeinerer Art ergeben. Die S-Matrix für Teilchen-Teilchen-Streuung enthält nur die ein- und auslaufenden asymptotischen Zustände, d.h. sie hängt nicht von Raum-Zeit Variablen ab, da für diese der Grenzübergang nach ∞ durchgeführt wird. Wegen der kurzen Abstände zwischen den Nukleonen im Kern bieten Produktionsprozesse in Kernen die Möglichkeit, räumliche und zeitliche Entwicklungen von Teilchen-Teilchen-Reaktionen zu "beobachten". Die genaue Beschreibung der Streuung in der "Nahzone" ist aber noch weitgehend ungeklärt. Einige Ansätze dazu wurden in der Literatur diskutiert [11b, 12, 52].

Neben diesen Vorteilen muß man die unbekannte Kernphysik des Targets mit in Kauf nehmen. Das ist aber nur ein scheinbarer Nachteil. Denn wegen der hohen Primärenergie kann man die nicht-relativistische Fermi-Bewegung der Kernnukleonen vernachlässigen. Man glaubt, die Nukleonen in ihrer Wechselwirkung mit dem Projektil als freie Teilchen behandeln zu können. Für Überschlagsrechnungen genügt sogar der Ansatz einer konstanten Kerndichte bei großen Kernen ($A \gg 15$).

Unsere folgenden Diskussionen beschäftigen sich also mit den Punkten 1 und 2, sowie mit phänomenologischen Konsequenzen einiger der in der Literatur gemachten Ansätze zu Punkt 3, ohne dabei auf deren Begründungen einzugehen.

B. Zusammenhang zwischen Glauber-Theorie und Eikonalapproximation

Die Glauber-Theorie [53, 54] setzt sich als Ziel, hochenergetische Streuprozesse an Kernen mit Hilfe der empirisch (mehr oder weniger) bekannten Streuamplituden an einzelnen Nukleonen zu beschreiben. Sie setzt in ihrer einfachsten Ausführung den Kern als eine Ansammlung reeller Nukleonen an, deren gegenseitige Wechselwirkung vernachlässigt werden darf. Das Projektil wechselwirkt jeweils nur mit einem Nukleon nach dem anderen. Dabei wird sowohl der Einfluß eventueller Überlappungen der Nukleonen außer Acht gelassen, als auch der Einfluß virtueller Teilchen, die die Kernkräfte ausmachen. Bei hoher Primärenergie findet überwiegend Vorwärtsstreuung statt, so daß im Schatten des Target-Nukleons die Wellenfunktion für elastische Streuung an einem Nukleon durch den folgenden Ansatz beschrieben werden kann:

$$(1) \quad \begin{aligned} (a) \quad \text{Einlaufende Welle:} & \quad e^{ikz} \\ (b) \quad \text{Auslaufende Welle:} & \quad e^{ikz} - T(\vec{b}) e^{ikz} \end{aligned}$$

(z = einlaufende Richtung, $\vec{b}$ = 2-dimensionaler Stoßparameter senkrecht zur z -Richtung, k = einlaufender 3-Impuls). Die Profilfunktion $T(\vec{b})$ beschreibt den "Schattenbereich" direkt hinter dem Nukleon. Die Form (1) ist keineswegs asymptotisch gültig; sie gilt vielmehr nur für die Länge des "Schattens", d.h. für $z \ll ka^2$, wie man zeigen kann [54] ($a \approx$ Radius des Nukleons ≈ 1 Fermi, $ka^2 \approx 50$ Fermi für $k \approx 5$ GeV/c). Diesem Bild entsprechend ist $T(\vec{b}) \approx 0$ für $|\vec{b}| > a$. Ferner kann man zeigen [54], daß T mit der elastischen Amplitude $f(\vec{k}_\perp)$ ($\vec{k}_\perp$ = Transversalimpulsübertrag, $d\sigma(\text{elastisch})/d\Omega = |f(\vec{k}_\perp)|^2$) für kleine $|\vec{k}_\perp|$ über eine Fourier-Transformation zusammenhängt:

$$(2) \quad \begin{aligned} (a) \quad f(\vec{k}_\perp) &= \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{b} e^{-i\vec{k}_\perp \cdot \vec{b}} T(\vec{b}) \\ (b) \quad T(\vec{b}) &= -\frac{ik}{2\pi} \int d\vec{k}_\perp e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{b}} f(\vec{k}_\perp) \end{aligned}$$

Gemäß dem Geist der Glauber-Theorie wird $f(\vec{k}_\perp)$ aus Experimenten in (2 b) eingesetzt. In (2 b) wird zwar über alle $\vec{k}_\perp$ integriert; da aber experimentell $f(\vec{k}_\perp)$ für große $|\vec{k}_\perp|$ klein ist, entstehen keine Beiträge zum Integral von großen $|\vec{k}_\perp|$.

Die Form (1) eignet sich, um die gesamte Wellenfunktion in der Kernmaterie aus den Beiträgen der Vielfachstreuung des Projektils an mehreren Nukleonen aufzubauen. Nach dem ersten getroffenen Nukleon im Kern hat die Wellenfunktion die Gestalt (1b). Diese Form ist noch beim Antreffen des zweiten Nukleons gültig, da diese zwei sicherlich weniger als 50 Fermi voneinander entfernt sind. Also entsteht hinter dem zweiten Nukleon die Funktion

$$(3) \quad \Psi(\vec{b}, z) = e^{ikz} (1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_1)) (1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_2))$$

($\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$ sind die transversalen Ortsvektoren des ersten bzw. zweiten Nukleons und $\vec{b}$ der Projektil-Stoßparameter, alle relativ zum Kernmittelpunkt). Spin und Isospin Abhängigkeiten werden in (3) vernachlässigt. Gl.(3) verdeutlicht eine wesentliche Annahme dieser Theorie (sowie der Eikonalnäherung), daß der Stoßparameter durch die elementaren Wechselwirkungen hindurch unverändert bleibt. Hinter dem dritten Nukleon kommt der Faktor $(1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_3))$ hinzu. Hinter dem Kern bekommt schließlich die Wellenfunktion die Form:

$$(4) \quad \Psi(\vec{b}, z) = e^{ikz} (1 - \prod^{(A)}(\vec{b})) = e^{ikz} \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j))$$

In (4) ist $\prod^{(A)}(\vec{b})$ ein Operator im Zustandsraum des Kernes, da das Projektil Kernübergänge induzieren kann. Die Profilfunktion für kohärente Streuung am ganzen Kern gewinnt man schließlich durch den Erwartungswert von (4) über den Kerngrundzustand:

$$(5) \quad e^{ikz} (1 - \prod^{(A)}(\vec{b})) = e^{ikz} \langle 0 | \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)) | 0 \rangle \\ = e^{ikz} \int \dots \int \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_j)) |\Omega(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2 d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A; \quad \vec{r}_j = (\vec{s}_j, z_j)$$

Gemäß den in Abschnitt A genannten Vereinfachungen für den Kern wird für $|\Omega(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)|^2$ das IPM (= kurz für "Independent Particle Model") verwendet:

$$|\Omega|^2 = \prod_{j=1}^A g(\vec{r}_j); \quad \int g(\vec{r}) d\vec{r} = 1$$

Meistens setzt man für g im Fall großer Kerne ($A \gtrsim 15$) Woods-Saxon-Dichtefunktionen an, um Vergleiche mit dem Experiment herzustellen. Dabei kann

man die Parameter von ρ entweder selber in einer Anpassungsprozedur variieren lassen oder sie von anderen Experimenten beziehen (wie z.B. aus Elektron-Streuungen zur Bestimmung von Kern-Formfaktoren ⁽⁺⁾ oder auch durch Photoproduktion von ρ^0 an Kernen [55]). Für Überschlagsrechnungen genügt jedoch ein konstantes ρ , womit wir uns im folgenden begnügen werden.

Das IPM in (5) eingesetzt liefert

$$\begin{aligned}
 \psi(\vec{b}, z) &= (1 - T^{(0)}(\vec{b})) e^{ikz} \\
 (a) \quad &= \left\{ 1 - \int T(\vec{b} - \vec{s}) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \right\}^A e^{ikz} \\
 (b) \quad &\approx \left\{ 1 - \int T(\vec{b} - \vec{s}) d\vec{s} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{b}, z') dz' \right\}^A e^{ikz} \\
 (6) \quad & \\
 (c) \quad &= \left\{ 1 - \frac{2\pi}{ik} f_{el}(0^\circ) \frac{1}{A} \int n(\vec{b}, z') dz' \right\}^A e^{ikz} \\
 (d) \quad &= \left\{ 1 - \frac{\sigma_{tot}(1-i\alpha)}{2A} \int n(\vec{b}, z') dz' \right\}^A e^{ikz}
 \end{aligned}$$

($n(\vec{b}, z) = A \rho(\vec{b}, z)$ ist die Nukleonenzahldichte). In Gl. (6b) ist $T(\vec{b} - \vec{s})$, im Vergleich zu $\rho(\vec{s}, z)$, durch eine δ -Funktion genähert worden. Gl. (2a) in (6b) eingesetzt ergibt (6c), woraus (6d) mit Hilfe des optischen Theorems hervorgeht. ($\alpha = Re f_{el}(0^\circ) / Im f_{el}(0^\circ)$).

Die Gleichungen (6c) und (6d) eignen sich für einen Vergleich der Glauber-Theorie mit der Eikonalapproximation. In letzterer beschreibt man den Einfluß der Kernmaterie auf das Projektil durch ein komplexes, sogenanntes optisches Potential $U(\vec{r})$. Dieses Potential fügt bei hohen Energien ($k^2 \gg |U|$ und $1/k \gg R$ ⁽⁺⁺⁾) der einlaufenden ebenen Wellenfunktion eine komplexe Phase $\phi(\vec{r})$ hinzu, ohne dabei die Ausbreitungsrichtung zu ändern:

$$(7) \quad \psi(\vec{r}) = e^{ikz} e^{i\phi(\vec{r})}$$

Dies steht in Analogie zur geometrischen Optik einer Lichtwelle in einem Medium, dessen Brechungsindex sich nur wenig über eine Wellenlänge hinweg

(+) Dabei muß man natürlich annehmen, daß die elektromagnetische Dichteverteilung im Kern gleich der hadronischen ist.

(++) R = Kernradius. Wir wählen $\hbar^2 c^2 = 1$, und haben einen Faktor $2m_0$ in U absorbiert, so daß $[Energie^2] = [k^2] = [U]$ (m_0 = Masse des Projektils).

verändert. In der geometrischen Optik hängt die Phase ϕ mit dem Brechungsindex $\lambda(\vec{r})$ über die Beziehung

$$\lambda(\vec{r}) = 1 + \phi(\vec{r}) / k z$$

zusammen. In der Eikonalnäherung wird andererseits die Phase durch das optische Potential bestimmt:

$$(8) \quad \phi(\vec{r}) = - \frac{1}{2k} \int_{-\infty}^z u(\vec{b}, z') dz'$$

Zur Begründung von (8) siehe Gln.(16) und (17) unten.

Um den Vergleich von Glauber- und Eikonol-Theorie zu Ende zu führen, wird für große A die rechte Seite von (6c) oder (6d) durch die Exponentialfunktion

$$(9) \quad e^{ikz} e^{-\frac{2\pi}{ik} f_{el}(0^0) \int m(\vec{b}, z') dz'} = e^{ikz} e^{-\frac{\sigma_{el}(1-i\alpha)}{2} \int m(\vec{b}, z') dz'}$$

approximiert. (Für $A \approx 15$ und $\vec{b} = 0$ findet man einen Unterschied zwischen (9) und (6) von etwa 8%). In der Eikonol-Theorie verfügt man über das Potential so, daß man der physikalischen Situation möglichst gerecht wird. Setzt man z.B.

$$(10) \quad u(\vec{r}) = -4\pi m(\vec{b}, z) f_{el}(0^0)$$

so erhält man dieselbe Beschreibung für kohärente Streuung am Kern wie aus der Glauber-Theorie.

C. Eikonalgleichungen für die Kopplung zwischen Proton und Anregungen

Die vorhergehende Diskussion der Glauber-Theorie für elastische Streuung am Kern und deren Beziehung zur Eikonalnäherung läßt sich verallgemeinern auf Prozesse, in denen das Proton an einzelnen Nukleonen sowohl diffraktiv angeregt als auch elastisch gestreut werden kann. Für alle solche Übergänge findet kein Quantenzahltausch mit dem Kern statt; sie können also kohärent ablaufen. Da wir jede Ordnung all dieser Übergänge mitnehmen wollen, arbeiten wir ab jetzt im Eikonalbld. Dort kann man Produktionsprozesse in der Form von gekoppelten Differentialgleichungen für die Protonen-

und Anregungszustände beschreiben. Die numerische Lösung dieser Gleichungen berücksichtigt automatisch jede Ordnung. In der Glauber-Theorie hingegen müßte man explizit alle Ordnungen aufsummieren. Für die Interpretation der in der Eikonalnäherung vorkommenden optischen Potentiale durch Gl. (10) im Rahmen einer Vielfachstreuung an einzelnen Nukleonen wird jedoch die Glauber-Theorie weiterhin verwendet werden.

Da wir alle Spin-Effekte vernachlässigen wollen, gehen wir von gekoppelten Klein-Gordon-Gleichungen aus [11a]:

$$(a) (\nabla^2 + E^2 - m_0^2) \Psi(\vec{r}) = u(\vec{r}) \Psi(\vec{r}) + \int dm v(m; \vec{r}) \chi(m; \vec{r})$$

(11)

$$(b) (\nabla^2 + E^2 - m^2) \chi(m; \vec{r}) = v(m; \vec{r}) \Psi(\vec{r}) + \int dm' w(m, m'; \vec{r}) \chi(m'; \vec{r})$$

Dabei sind $\Psi(\vec{r})$ der räumliche Anteil der Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) e^{iEt}$ und E die Energie des einlaufenden Protons. Entsprechend ist $\chi(m; \vec{r})$ als der räumliche Anteil der Wellenfunktion $\chi(m; \vec{r}, t) = \chi(m; \vec{r}) e^{iEmt}$ für die Anregung in der Näherung $E_m = E$ angesetzt worden. Diese Näherung ist zulässig, da $E - E_m = O(\Delta^2 / m_{\text{Kern}})$ mit Δ aus Gl. (I.1). In Gl. (11) sind ferner m_0 und m die Massen des Protons bzw. des angeregten Zustands. Die Wellenfunktionen sind durch ihre Beziehungen zu den differentiellen Wq.'en normiert (Gl. (2)):

$$(a) \frac{d\sigma_{el}(pA \rightarrow pA, 0^0)}{d\Omega} = \left| \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \lim_{z \rightarrow \infty} (e^{-ikz} \Psi(\vec{b}, z) - 1) \right|^2$$

(12)

$$(b) \frac{d\sigma(pA \rightarrow p^*(m)A, 0^0)}{d\Omega dm} = \left| \frac{ik_m}{2\pi} \int d^2b \lim_{z \rightarrow \infty} (e^{-ikz} \chi(m; \vec{b}, z)) \right|^2$$

$$(k = \sqrt{E^2 - m_0^2}, \quad k_m = \sqrt{E^2 - m^2}).$$

Unsere physikalische Situation entspricht den Anfangswertbedingungen

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \Psi(\vec{b}, z) = e^{ikz} \quad \text{und} \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} \chi(m; \vec{b}, z) = 0.$$

Die optischen Potentiale u, v, w sorgen für Absorption und Refraktion in der Kernmaterie sowie für kohärente Übergänge zwischen den verschiedenen

Kanälen. Wir werden sie analog zu Gl.(10) parametrisieren:

$$(a) \quad u(\vec{r}) = -4\pi m(\vec{r}) f_{el}(0^\circ)$$

$$(13) (b) \quad v(m; \vec{r}) = -4\pi m(\vec{r}) f_{diff}(pN \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ)$$

$$(c) \quad w(m, m'; \vec{r}) = -4\pi m(\vec{r}) f_{diff}(p^*(m')N \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ)$$

Hier sind $f_{el}(0^\circ)$ die elastische Proton-Proton-Vorwärtsamplitude, $f_{diff}(pN \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ)$ die diffraktive Vorwärtsanregung von p^* der Masse m an einem freien Nukleon N und schließlich $f_{diff}(p^*(m')N \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ)$ eine Vorwärtsamplitude für Übergänge zwischen verschiedenen diffraktiven Anregungen, auch an einem freien Nukleon. Das Potential u wird durch die wohlbekannte Größe $f_{el}(0^\circ)$ festgelegt. Für $v(m; \vec{r})$ benutzen wir das im ersten Teil bestimmte Massenspektrum für die Anregung des Strahlprotons bei 24 GeV/c, extrapoliert zu $t' = 0$ (s. Fig. 10). Wir setzen f_{diff} rein imaginär an:

$$(14) \quad f_{diff}(pN \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ) = i \sqrt{\frac{k m}{\pi} \frac{d\sigma^{diff}(t'=0)}{dt' dm}}.$$

Wegen Zeitumkehrvarianz beschreibt diese Amplitude beide Prozesse $p \rightarrow p^*$ und $p^* \rightarrow p$. Die Amplitude in (13c) ist so normiert, daß

$$\frac{d\sigma(m' \rightarrow m, 0^\circ)}{d\Omega dm} = \int_{m' - \frac{\Delta m'}{2}}^{m' + \frac{\Delta m'}{2}} |f_{diff}(p^*(m')N \rightarrow p^*(m)N, 0^\circ)|^2 dm''$$

wobei $\Delta m'$ die experimentelle Bingeröße für die einlaufende kontinuierliche Masse m' ist.

Indem wir uns auf eine konstante Nukleonzahldichte $n(\vec{r}) = n_0$ für $|\vec{r}| < R$ festlegen, haben wir alle diejenigen Parameter fixiert, die im weiteren Verlauf unverändert bleiben. Die noch zu diskutierenden Modelle zur Hadronproduktion beschäftigen sich alle mit dem experimentell völlig unbekannten Potential $w(m, m')$.

Bevor wir uns jedoch diesen Modellen zuwenden, wollen wir die Gln. (11) auf eine für die numerische Lösung günstigere Form bringen, und zwar durch

die jetzt schon öfters erwähnte Eikonalnäherung: Sie besteht darin, daß man die Wellenfunktionen Ψ und χ in der Form (7) schreibt:

$$\Psi = e^{ikz} e^{i\phi_0}, \quad \chi = e^{ik_m z} e^{i\phi_m}$$

wobei die Phasen ϕ_0, ϕ_m über die Länge $\frac{1}{k} (\approx \frac{1}{k_m})$ nur langsam variierende Funktionen seien. Das bedeutet, daß die Terme $e^{ikz} \nabla^2 e^{i\phi_0}$ und $e^{ik_m z} \nabla^2 e^{i\phi_m}$ in (11) vernachlässigt werden können. Nach entsprechenden Umformungen bleiben somit die bekannten gekoppelten Eikonalgleichungen übrig:

$$\begin{aligned} (a) \quad 2ik(\partial_z - ik)\Psi &= u\Psi + \int dm v(m) \chi(m) \\ (15) \quad (b) \quad 2ik_m(\partial_z - ik_m)\chi(m) &= v(m)\Psi + \int dm' w(m, m') \chi(m') \end{aligned}$$

An dieser Stelle ist die ausgelassene Begründung von Gl. (8) angebracht. Wenn wir in Gln. (15) nur elastische Streuung zulassen, d.h. $v=w=0$ setzen, dann lautet die Lösung von (15a):

$$(16) \quad \Psi_{el}(\vec{b}, z) = e^{ikz} e^{-\int_{-\infty}^z \frac{u(\vec{b}, z')}{2ik} dz'}$$

mit der Anfangswertbedingung

$$(17) \quad \lim_{z \rightarrow -\infty} \Psi_{el}(\vec{b}, z) = e^{ikz}$$

Der Vergleich von (16) mit (7) liefert (8). Gl. (16) wird auch später benutzt werden.

D. Einige experimentelle Ergebnisse aus Produktionsprozessen an Kernen und deren Interpretation

Die unsere Fragestellung betreffenden Produktionswq.e

$$(18) \quad \frac{d\sigma(pA \rightarrow p^*(m)A)}{dt dm}$$

werden in Abhängigkeit von t , von der Masse $m(p^*)$ und von Nukleonenzahl A

gemessen. In der extremen Vorwärtsrichtung, $t \rightarrow 0$, dominieren kohärente Ereignisse, wie schon in Abschnitt A.1 diskutiert.

In Fig. 11 werden verschiedene solche Wq.e bei $t'=0$ und für feste Massenbins der Kanäle $p\pi^0$ (Fig.11a) und $p\pi^+\pi^-$ (Fig.11b) gegen A aufgetragen. Diese Daten wurden in einem Brookhaven Experiment bei $p_{lab} = 22.5$ GeV/c mit Kernen von Be ($A \approx 9$) bis U(238) aufgenommen [10].

Wie in Kapitel I schon erwähnt, werden solche Experimente normalerweise im Rahmen des Einstufen-Modells in der Glauber-Theorie (oder Eikonalnäherung) analysiert. In diesem Bild stellt man sich vor, daß nur ein inelastischer Übergang des Projektils im Kern vorkommt, nämlich die Anregung von p^* mit der beobachteten Masse m an einem Nukleon. Ebenso wie der totale pp -Wq. ($\sigma(pp) \approx \sigma(pn)$) die Absorption des Protons bestimmt, wird auch die Absorption des p^* durch den p^* -Nukleon Wq. σ_m festgelegt. Das σ_m ist der einzige freie Parameter des Modells in der Form, die wir später benutzen werden. Jedoch werden bei Vergleichen mit den Daten wie in Fig.11 weitere Parameter hinzugezogen: die absolute Normierung von (18), der Realteil der Amplitude für p^* -Nukleon Streuung, die Coulomb-Phase der ein- und auslaufenden Zustände (für elastische Streuung im Coulomb-Feld) und die Coulomb-Dissoziation (zusätzliche Produktion von p^* durch Photon-Austausch im Coulomb-Feld). Die Berücksichtigung dieser weiteren Parameter ändert aber nichts am Bild, da sie nur kleine Effekte verursachen.

Da σ_m mit der Eindringtiefe eines p^* in Kernmaterie zu tun hat, wird es experimentell bestimmt durch Anpassen des Einstufen-Modells an die Abhängigkeit der Produktionsdaten von der Kerndicke, d.h. von A. Dies geschieht bei festem t' (meist $t'=0$) und festen Massen $m(p^*)$. Solche Fits stellen die Kurven in Fig.11a,b dar. In Tabelle II sind diejenigen Werte von σ_m zusammengestellt, die die kleinsten χ^2 -Werte bei den Fits gaben.

Tabelle II

p	$m(p^*)$ [GeV]	σ_m [mb]
$p\pi^0$ [10b]	1.3 - 1.5	30
	1.5 - 2.0	25 - 30
		} ± 7
$p\pi^+\pi^-$ [10a]	1.4 - 1.6	24
	1.6 - 1.8	25
	1.8 - 2.2	18
		} ± 7

Zum Wert 25-30 mb für $m(p\pi^0) = 1.5-2.0$ GeV ist zu bemerken, daß - obwohl das χ^2 für 25 mb eine Nuance kleiner ist als für 30 mb (4.5 gegenüber 4.9) - die Autoren den Wert 30 mb vorziehen. Ob aus theoretischem Vorurteil oder aus experimentellen Gründen wird nicht erwähnt.

An diesen Werten von σ_m und insbesondere an die angedeutete Massenabhängigkeit wollen wir die weitere Diskussion ausrichten:

1. Wenn wir davon ausgehen, daß das Einstufen-Modell eine gute Beschreibung der Wirklichkeit darstellt, und insbesondere, daß die σ_m -Werte tatsächlich die totalen p^* -Nukleon Wq.e wiedergeben, dann ergibt sich die Frage, warum σ_m nicht größer als der Proton-Proton Wq. ist ($\sigma(pp) \approx 39$ mb). Falls sich nämlich der asymptotische Endzustand für eine diffraktive Anregung (wie $p\pi^0$ oder $p\pi^+\pi^-$) innerhalb von Abständen bildet, die sehr viel kürzer als die hadronische freie Weglänge in Kernmaterie sind, dann sollte σ_m durch Summation aus $\sigma(pp)$ und $\sigma(\pi N)$ hervorgehen, wie etwa:

$$\begin{aligned}\sigma_m(p\pi^0) &\approx \sigma(pp) + \sigma(\pi N) \approx 60 - 65 \text{ mb} \\ \sigma_m(p\pi^+\pi^-) &\approx \sigma(pp) + 2\sigma(\pi N) \approx 80 - 90 \text{ mb}\end{aligned}$$

Die grobe Diskrepanz zwischen diesen und den experimentellen Werten deutet darauf hin, daß man die Annahme asymptotischer Zustände innerhalb des Kernes fallenlassen muß. Ein entsprechender Ansatz wurde von Gottfried vorgeschlagen: Er malt sich das Bild von p^* als ein "Knäuel" hadronischer Materie mit ähnlichen Eigenschaften wie das Proton, also auch mit $\sigma_{m(p^*)}$ von derselben Größenordnung wie $\sigma(pp)$. Der asymptotische Endzustand entsteht erst außerhalb des Kernes ("Energy-Flux-Cascade"-Modell) [52a]. Unseres Wissens jedoch ist der tendentielle Abfall von σ_m mit wachsendem m in ähnlich einfachen Bildern noch nicht erklärt worden.

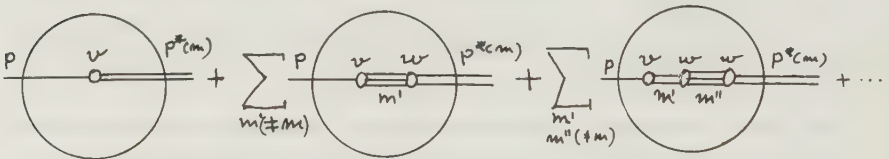
2. Im Gegensatz dazu kann man fragen, ob der Einstufen-Prozess grundsätzlich eine falsche Beschreibung des Geschehens gibt. Sind die Werte in Tabelle II nur das Ergebnis der Approximation an einen komplizierteren Mehrstufen-Prozess mit dem Einstufen-Modell? Das hieße, σ_m hat nur wenig mit dem wirklichen totalen p^* -Nukleon Wq. zu tun.

Die zweite Frage ist mehrfach in der Literatur diskutiert worden [11, 12, 56, 57]. Wir werden die Diskussion etwas weiter führen, im wesentlichen auf der Grundlage der Beiträge von Van Hove [11] und von Bell und Gottfried [12]. Dabei wird sich zeigen, daß das Einstufen-Bild wahrscheinlich unzutreffend ist. Unser Programm hierzu wird im nächsten Abschnitt dargelegt.

E. Vergleich von Mehrstufen-Mechanismen mit dem Einstufen-Modell und mit Daten

1. Methode des Vergleichs

Bei Mehrstufen-Mechanismen nimmt man an, daß inelastische Zwischenzustände des Projektils wesentliche Beiträge zur Hadronproduktion liefern. Mit anderen Worten, Graphen höherer Ordnung in den Potentials v und w sind nicht vernachlässigbar:



(Elastische Streuung bzw. Absorption wird durch die ununterbrochenen Linien dargestellt, die kleinen Kreise bedeuten diffraktive Übergänge des Projektils, in denen es seine Masse verändert).

Da nun die drei Typen von Modellen, die wir untersuchen, nur über inklusive, kohärente Reaktionen $p+A \rightarrow X_m + A$ mit fester fehlender Masse m aussagen können, sind direkte Vergleiche der Modelle mit existierenden Daten nicht möglich. Denn bis jetzt sind nur exklusive Kanäle wie $p\pi^0$, $p\pi^+\pi^-$ gemessen worden. Um trotzdem indirekte Vergleiche mit Daten durchzuführen, lassen wir uns durch die zweite Frage im letzten Abschnitt motivieren. Wir simulieren eine inklusive experimentelle Analyse, indem wir uns "Phantom-Daten" aus den Mehrstufen-Modellen erzeugen und sie durch einen inklusiven Einstufen-Prozess approximieren. Das geht wie folgt:

i) Jeder der Mehrstufen-Mechanismen fixiert auf seine Weise die Gestalt der Funktion $w(m, m')$ aus Gln. (11), (15) in Abhängigkeit von m, m' . Es bleiben jedoch in jedem Modell noch freie Parameter. Diese werden wir per Hand a priori (mehr oder weniger willkürlich) festlegen.

ii) Die dadurch entstandenen parameterfreien Modelle sagen feste Produktionswq.'e $d\sigma(pA \rightarrow p^* A, 0^\circ) / dt^1 dm$ voraus. Diese berechnen wir in jeder Ordnung aller Potentiale u, v, w , indem wir Gln. (15) mit dem $w(m, m')$ des betreffenden Modells numerisch lösen. Die Lösung in Gl. (12b) eingesetzt ergibt die erwünschten Wq.'e. Dabei berücksichtigen wir den minimalen longitudinalen Impulsübertrag

$$(19) \quad \Delta_m = k_m - k \approx -\frac{m^2 - m_0^2}{2k},$$

der zu einer Phasenverschiebung zwischen Anregungen führt, die an verschiedenen Stellen im Kern produziert werden. Wenn Δ_m groß ist, führt er zu destruktiven Interferenzen der Wellenfunktionen dieser Anregungen [2].

iii) Die resultierenden Wq.'e können, wie gesagt, noch nicht mit Daten konfrontiert werden. Statt dessen werden sie selber wie Daten behandelt, indem wir sie mit Hilfe des Einstufen-Modells "analysieren". Das heißt, wir passen letzteres an die A-Abhängigkeit der berechneten $d\sigma/dt^1 dm$ für verschiedene m im Bereich zwischen der Schwelle und etwa 4.5 GeV an.

Durch diese Prozedur bekommen wir σ_m als Funktion von m , die endlich mit den aus den echten Daten erhaltenen σ_m zu vergleichen sind. Die Frage ist dann erstens, ob unsere Anpassungen so gut wie die in Fig. 11 sind, und zweitens, ob unsere σ_m sich qualitativ wie diejenigen aus den Daten in der m -Abhängigkeit verhalten.

Dieser Vergleich mit den Daten ist nur mit Hilfe der Annahme sinnvoll, daß die Propagation des Systems p^* durch Kernmaterie sehr viel stärker von der Masse $m(p^*)$ abhängt als von allen anderen Variablen, die p^* charakterisieren. Dies beinhaltet z.B., daß σ_m nicht von der asymptotisch beobachteten Multiplizität von p^* abhängt. Diese Annahme ist u.a. in dem oben er-

wähnten "Energy-Flux-Cascade"-Modell ⁽⁺⁾ enthalten [52a]. Eine Aussage dieses Modells wurde kürzlich experimentell bestätigt [52b]: die mittlere Anzahl geladener Sekundärteilchen im Vorwärtskegel ist gleich der entsprechenden Multiplizität in Hadron-Proton-Reaktionen (auch in Vorwärtsrichtung), d.h. unabhängig von A. Diese experimentelle Aussage stützt die Vorstellung, daß der asymptotische Zustand, d.h. auch die Zahl der auslaufenden Teilchen, sich erst hinter dem Kern bildet.

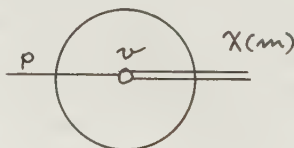
Um unser geschildertes Programm durchzuführen, wollen wir erst das Einstufen-Modell quantitativ in der Gestalt formulieren, die wir brauchen.

2. Quantitative Formulierung des Einstufen-Modells

Setzt man in Gl. (15b)

$$\begin{aligned} w(m, m') &= -4\pi n_0 f_{mm}(0^0) \delta(m-m') \\ (20) \quad &= -i k_m n_0 \sigma_m \delta(m-m') \\ &(\operatorname{Re} f_{mm}(0^0) = 0) \end{aligned}$$

ein und löst (15) analytisch bis zur ersten Ordnung in $v(m)$, so erhält man das $\chi(m)$, das dem Einstufen-Graphen



entspricht.

Dazu setzt man zunächst $\chi(m) = 0$ und bekommt aus (15a) Gl. (16) für Ψ_{el} . Dieses Ψ_{el} und $w(m, m')$ aus (20) in (15b) eingesetzt liefern:

(+) Bei der Benutzung dieses Modells in Zusammenhang mit der Frage 1 in Abschnitt C oben muß man sich darauf beschränken, daß das "Knäuel" p^* nach der Produktion seine Masse nicht mehr verändert. Das ist sicherlich eine etwas künstliche Annahme, und ist an sich nicht in dem Modell von Gottfried enthalten.

$$\begin{aligned}
 \chi(m, \vec{r}, z_0) &= e^{ik_m z_0} \int_{-z_0}^{z_0} dz' e^{-ik_m z'} \frac{v(m)}{2ik_m} \psi_{el}(\vec{r}, z') e^{-\frac{\sigma_m m_0}{2}(z_0 - z')} \\
 (21) \quad &= \frac{-v(m) e^{ik_m z_0}}{ik_m (2i\Delta_m + m_0(\sigma(pp) - \sigma_m))} \left[e^{(-i\Delta_m - \sigma(pp)m_0)z_0} - e^{(i\Delta_m - \sigma_m m_0)z_0} \right]
 \end{aligned}$$

mit $z_0 = \sqrt{R^2 - \vec{L}^2}^{1/2}$, $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1.2$ Fermi (+)

In (21) setzen wir auch das Potential u rein imaginär an:

$$u = -ik m_0 \sigma(pp)$$

Das Potential $v(m)$ ist durch Gln. (13b) und (14) gegeben und der Impulsübertrag Δ_m durch Gl. (19). Das $\chi(m, \vec{r})$ in (21) ist die Wellenfunktion der Anregung am "hinteren" Kernrand z_0 in der Einstufen-Näherung; es kommen also keine weiteren Iterationen vor.

Der Produktionswq. in dieser Näherung lautet nach (12b):

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma(\phi^0)}{d\Omega dm} &= \frac{|v(m)|^2}{4\Delta_m^2 + m_0^2(\sigma(pp) - \sigma_m)^2} |B(-i\Delta_m - \sigma(pp)m_0) - B(i\Delta_m - \sigma_m m_0)|^2 \\
 \text{mit } B(\lambda) &= \frac{1}{2} \int_0^R db^2 e^{\lambda \sqrt{R^2 - \vec{L}^2}} = e^{\lambda R} \left(\frac{R}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \right) + \frac{1}{\lambda^2}
 \end{aligned}$$

Diese Formeln sind erheblich einfacher als die zur Datenanalyse (Fig. 11) benutzten. Der Einfachheit halber haben wir die kleinen Realteile aller Amplituden vernachlässigt. Ferner lassen wir die Coulomb-Phase und Coulomb-Dissoziation aus dem Spiel. Denn in den Mehrstufen-Modellen sind nur hadronische Beiträge zur p^* -Anregung und zur p^* -Propagation in Kernmaterie eingebaut. Darum sind unsere Vergleiche mit dem Einstufen-Modell nur dann sinnvoll, wenn dort auch keine Coulomb-Phase und -Dissoziation vorkommen.

3. Verallgemeinerungen in der Form von Mehrstufen-Modellen

a. Diagonaler Fall

Iteriert man den Einstufen-Prozess unendlich oft, so erhält man das erste unserer drei Modelle. Dem entspricht die Summe der Graphen:

(+) Durch Einsetzen von $r_0 = 1.3$ Fermi in zwei Fällen fanden wir, daß unsere Schlußfolgerungen unabhängig von dem genauen Wert von r_0 sind.

$$(22) \quad \text{Diagram 1} + \sum_{\substack{m' \\ (\neq m_0)}} \text{Diagram 2} + \sum_{\substack{m' (\neq m_0) \\ m'' (\neq m_0)}} \text{Diagram 3} + \dots$$

Das Modell ist diagonal im Sinne von Gl.(20); die inelastischen Übergänge finden nur zwischen Proton und Anregungen fester Masse m statt. Da wir die freien Parameter fixieren wollen, setzen wir in (20)

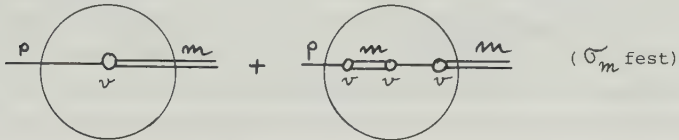
$$(23) \quad \sigma_m = \sigma(pp) = 38.9 \text{ mb (unabhängig von } m).$$

Vom theoretischen Standpunkt her ist dieses Bild sicherlich nicht sehr realistisch, da es keinen Grund gibt, warum das $p^*(m)$ seine Masse nicht ändern kann, ohne durch den Proton-Zustand gehen zu müssen. Es verdeutlicht jedoch eine effektive Reduktion des eingesetzten p^* -Nukleon Wq.'s durch die weiteren Terme in (22), wie wir gleich sehen werden. Dieselbe Reduktion ist auch in den nächsten zwei Fällen vorhanden, aber dort nicht so einfach einzusehen.

Für die Beschreibung der numerischen Lösung von Gln.(15) und für die der Anpassungen verweisen wir auf Anhang C. In Fig. 12 zeigen wir die berechneten $d\sigma(pH \rightarrow p^*H, 0^\circ)/dt' dm$ als Funktion von A für die Massen $m = 1.1, 1.2, \dots, 3.4$ GeV (Kreise) und dieselben Wq.'e aus dem Einstufen-Modell (Kreuze), die an die Kreise angepaßt sind. Bis zu den Massen um ~ 2.0 GeV sind die Approximationen von recht guter Qualität. Oberhalb 2.0 GeV fangen die Modelle an, auseinanderzugehen. Aufgrund der guten Übereinstimmung der zwei Modelle im Bereich gemessener Massen muß man schließen (unter der Annahme am Ende von Abschnitt C.1), daß die Daten in Fig. 11 ebenso von einem solchen Mehrstufen-Mechanismus wie vom Einstufen herrühren könnten. Diese Übereinstimmung beruht zwar darauf, daß die eine Stufe in der Summe (22) der dominierende Term ist. In Fig. 13, wo der resultierende Anpassungsparameter σ_m gegen m aufgetragen ist, sieht man jedoch, daß die Terme höherer Ordnung in (22) eine Reduktion des eingesetzten Wertes von $\sigma_m \approx 39$ mb (gestrichelte Linie) auf einen scheinbaren Wert von $\sigma_m = 30 - 33$ mb (durchgezogene Kurve) bewirken.

Wegen des relativ flachen Verlaufs des effektiven σ_m im Bereich existierender Daten (Tabelle II) brauchen wir erwartungsgemäß dieses Modell für die Erklärung der Daten nicht weiter ernst zu nehmen. Die durch diese

Approximation verursachte Reduktion von σ_m kann man sich aber trotzdem im selben Modell durch folgende Überlegung klarmachen: Man nehme an, daß der Hauptbeitrag zu einer Produktion von den zwei Graphen



herrührt, daß höhere Ordnungen in $v(m)$ wirklich vernachlässigbar sind. Aus der Form der Wellenfunktion $\chi(m; \vec{b}, z)$ im Einkanalbild, sowie aus der Eigenschaft diffraktiver Amplituden, überwiegend imaginär zu sein, entnimmt man, daß diese zwei Beiträge konstruktiv interferieren. Analysiert man die Summe mit Hilfe nur des ersten Graphen, jetzt natürlich mit variablem σ_m , so muß man auf ein kleineres σ_m als das eingesetzte schließen. Denn in einer solchen Analyse ist das variable σ_m sozusagen ein Maß für die Größe der auslaufenden Wellenfunktion. Diese Argumentation bleibt für die Summe beliebig vieler solcher Graphen gültig. Letzten Endes ist also die imaginäre Diffraktion für die Reduktion verantwortlich.

b. Kontinuums-Modell von Van Hove

Die Grundannahme dieses Modells besteht in der Beschreibung direkter Übergänge einer Anregung in eine andere durch eine in m und m' stetige Funktion $w(m, m')$ [11]. Van Hove begründet diesen Ansatz wie folgt: Nimmt man an, daß das System p^* aus zwei (oder mehr) Konstituenten besteht, dann gibt es zwei Beiträge zur Streuung von p^* an einem freien Nukleon: eine δ -Funktion in $m-m'$ plus einer kontinuierlichen Funktion von m und m' . In einer für unsere Zwecke zu weitgehenden Diskussion erläutert Van Hove [11b], daß die δ -Funktion mit der Energieerhaltung für asymptotische Zustände zusammenhängt. In der kurzen Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Stößen des p^* mit Nukleonen im Kern kann dagegen die Energieerhaltung sich nicht etablieren. Damit wird die δ -Funktion zu einer stetigen Funktion ausgeschmiert und man hat schließlich eine effektive kontinuierliche Amplitude für die Streuung von p^* an Nukleonen in Kernmaterie. Diese wird in das Potential $w(m, m')$ eingesetzt (Gl. (13c)).

Um eine Diskussion solcher $w(m, m')$ zu ermöglichen, setzt Van Hove [11a]:

$$(24) \quad \frac{w(m, m')}{2ik_m} = -\frac{\sigma_1 m_0}{2} \Lambda(|m-m'|)$$

$$\int dm \Lambda(m) = 1$$

In dieser Form läßt sich $w/2ik_m$ durch Fourier-Transformation diagonalisieren. Physikalisch gesehen sind die Eigenzustände von $\left(\frac{\sigma_1 m_0}{2}\right)\Lambda$ diejenigen Linearkombinationen von angeregten Zuständen p^* , die in Kernmaterie nur elastisch vorwärtsgestreut werden, d.h. nur absorbiert (optisches Theorem). Der größte Absorptionswq. aller Eigenzustände ist σ_1 , wie man an der Fouriertransformation sehen kann. σ_1 entspricht natürlich σ_m in Gl.(20) für den Grenzfall $\Lambda(|m-m'|) \rightarrow \delta(m-m')$.

In Ermangelung einer Theorie für σ_1 und Λ ist es nur sinnvoll, nach allgemeinen Zügen dieses Modells zu suchen, die unabhängig von den Details von σ_1 und Λ sind. Dazu wählen wir zwei verschiedene Λ 's, kombiniert mit jeweils $\sigma_1 = \sigma(pp)$ und $\sigma = 2\sigma(pp)$. Λ_1 und Λ_2 sind in Fig. 14 angegeben. Die Funktion Λ_1 wurde konstruiert, um ein $w(m, m')$ mit vergleichbarer Breite (Halbwertsbreite ~ 1.4 GeV) und eine ähnliche Struktur bei großen Massen(differenzen) wie $v(m)$ zu bekommen. Durch unser numerisches Verfahren werden die Beiträge zu Λ bei großen $|m-m'|$ an den unteren und oberen Enden des Massenintervalls (~ 1.1 GeV und ~ 4.5 GeV) abgeschnitten (unten wegen der Schwelle, oben, da wir die Produktion größerer Massen als am Wasserstoff unterbinden wollen). Um die Empfindlichkeit der Aussagen auf das Abschneiden zu testen, sowie überhaupt auf die Form von Λ , wurde für Λ_2 eine schmale Gauss-Funktion (Halbwertsbreite = 0.6 GeV) gewählt.

Mit diesen Λ 's und σ_1 's können wir wieder unser Anpassungs-Programm durchlaufen (s. Anhang C). In Fig. 15a-d werden analog zu Fig. 12 die Produktionswq.'e des Kontinuums-Modells (Kreise) und die Einstufen-Fits daran (Kreuze) für vier Kombinationen der Λ 's und σ_1 's gezeigt. Für beide Λ 's und $\sigma_1 = \sigma(pp)$ finden wir sehr gute Approximationen bis zu $m = 2.5$ (2.3) GeV für Λ_1 (Λ_2). Oberhalb dieser Grenzen gehen die Modelle abrupt auseinander. Für $\sigma_1 = 2\sigma(pp)$ und beide Λ 's gibt es auch bei niederen Massen relativ schlechte Anpassungen. Wie beim diagonalen Fall kann man sagen, daß - wegen der täuschend ähnlichen Aussagen der zwei Modelle in Fig. 15a,b - die Daten in Fig. 11 auch durch das Kontinuums-Modell angepaßt werden können. Sehen wir uns jedoch σ_m gegen m aufgetragen an (Fig. 16a,b), so finden wir bei $m = 1.4$ GeV ein ausgeprägtes Minimum für alle vier Kombinationen. Der an-

schließende steile Anstieg steht im Gegensatz zu den Datenpunkten, die im selben Massenbereich dazu neigen, mit wachsendem m abzufallen. Diese Struktur scheint eine allgemeine Eigenschaft des Kontinuums-Modells zu sein. Das Minimum liegt bei derselben Masse wie das Maximum des diffraktiven Massenspektrums (Fig. 10). Im Bereich der guten Fits ($m \lesssim 2.3$ GeV) hängt ein Abfall/Anstieg von σ'_m eng mit dem Anstieg/Abfall von $d\sigma^{\text{diffr}}/dt'dm$ zusammen. Die Struktur ist somit auch unabhängig von unserer speziellen Wahl der Anregungsamplituden, wenn man wie üblich annimmt, daß erstens diffraktive Vorwärtsproduktion eine ausgeprägte Spitze bei $m \approx 1.4$ GeV hat und zweitens, daß Diffraction vorwiegend imaginär ist. Das zweite Minimum von σ_m bei ~ 2.15 GeV (am deutlichsten für $\sigma_1 = 2\sigma(\text{pp})$) hängt jedoch wahrscheinlich mit der leichten Anhebung des Spektrums in Fig. 10 bei ~ 2.15 GeV zusammen, muß also nicht für das Kontinuums-Modell typisch sein. Bezüglich der Sprünge von σ_m bei großem m siehe Ende von Anhang C. Im Anhang D geben wir eine kurze Diskussion über die Anpassung der Wellenfunktionen $\chi_{(m, \vec{b}=0, z)}$ aus beiden Modellen aneinander und vergleichen die entsprechenden σ_m mit Fig. 16. Diese zusätzliche Anpassung und Fig. 20 bestätigen die Qualität der Fits in Fig. 15.

c. Das Modell von Bell und Gottfried

i) Ansatz

Dieses Modell wurde ursprünglich von Bell vorgeschlagen und von Gottfried um eine Nuance verallgemeinert [12]. Für sie ist zwar die $\delta(m-m')$ -Funktion der asymptotischen p^* -Nukleon Amplitude im "Nahbereich" des Nukleons für freie Nukleonen nicht vorhanden; sie taucht jedoch wieder auf, wenn man für Kernnukleonen über den Kerngrundzustand mittelt (vgl. Gl.(5) oben). Bell und Gottfried erhalten für das Potential:

$$(25) \quad \frac{w(m, m')}{2; k_m} = - \frac{n_0 \sigma_1}{2} \delta(m-m') + \frac{\tilde{w}(m, m')}{2; k_m}$$

wobei $\tilde{w}$ eine positiv imaginäre, stetige Funktion ist. Ihre Argumentation geht wie folgt: Das p^* bestehe aus zwei oder mehr Konstituenten (diese mögen Quarks, Partonen oder sogar Resonanzen und asymptotische Teilchen sein, die miteinander in starker Wechselwirkung stehen). Der Einfachheit halber nimmt man zwei an. Das Projektil werde durch $\tilde{\chi}_m(\vec{\beta}, \xi)$ beschrieben, wobei m dessen Zustand charakterisiere und $\vec{\beta}, \xi$ die relativen Koordinaten der Konstituenten senkrecht bzw. parallel zur z -Richtung seien. Die interne Bewe-

gung des Systems p^* sei nicht-relativistisch (dessen Schwerpunktbewegung jedoch relativistisch). Beschreibt man ferner die Wechselwirkung der Konstituenten mit Kernnukleonen durch Profilfunktionen γ_1 und γ_2 , so erhält man für die Wellenfunktion hinter dem Kern in Analogie zu Gl. (5):

$$(26) \quad \langle 0 | \prod_{i=1}^A [1 - \gamma_1(\vec{L} - \vec{s}_i + \frac{1}{2} \vec{\beta})] [1 - \gamma_2(\vec{L} - \vec{s}_i - \frac{1}{2} \vec{\beta})] | 0 \rangle e^{ik_m z} \tilde{\chi}_m(\vec{\beta}, \xi)$$

Hier tritt wegen der internen Struktur des Projektils $e^{ik_m z} \tilde{\chi}_m(\vec{\beta}, \xi)$ an die Stelle der ebenen Welle in (5). Im Eikonalbild schreibt sich diese Wellenfunktion:

$$(27) \quad e^{ik_m z} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(\vec{L}, z; \vec{\beta})}{2ik_m} dz' e^{ik_m z} \tilde{\chi}(\vec{\beta}, \xi)$$

mit

$$(a) \quad U(\vec{L}, z; \vec{\beta}) = U^{(1)}(\vec{L}, z; \vec{\beta}) + U^{(2)}(\vec{L}, z; \vec{\beta})$$

$$(28) \quad (b) \quad U^{(1)}(\vec{L}, z; \vec{\beta}) = - \int d^2s \, n(\vec{s}, z) [\gamma_1(\vec{L} - \vec{s} + \frac{1}{2} \vec{\beta}) + \gamma_2(\vec{L} - \vec{s} - \frac{1}{2} \vec{\beta})]$$

$$(c) \quad U^{(2)}(\vec{L}, z; \vec{\beta}) = + \int d^2s \, n(\vec{s}, z) \gamma_1(\vec{L} - \vec{s} + \frac{1}{2} \vec{\beta}) \gamma_2(\vec{L} - \vec{s} - \frac{1}{2} \vec{\beta})$$

in Analogie zu (7), (8) und (9). $U^{(1)}$ beschreibt die Summe der Einfachstreuungen der Konstituenten am Nukleon und $U^{(2)}$ die zweifachen Streuungen (bzw. vielfachen, falls mehr Konstituenten da sind). Wegen der $\vec{\beta}$ -Abhängigkeit ist $U(\vec{L}, z; \vec{\beta})$ ein Operator, der Übergänge $\tilde{\chi}_m \rightarrow \tilde{\chi}_m$ induzieren kann. Aufgrund der Integration in (28b), die von der Mittelung über den Kern herrührt, ist jedoch $U^{(1)}$ für konstante Dichte $n(\vec{L}, z) = n_0$ von $\vec{\beta}$ unabhängig. Das heißt also, daß die Einfachstreuung einen δ -Funktionsbeitrag zu $w(m, m')$ liefert. Dabei gilt für den Koeffizienten der δ -Funktion, $(m_0 \sigma_2 / 2)$ in Gl. (25):

$$(29) \quad \sigma_2 = \sum_{\text{Konstituenten}} \sigma_{\text{tot}} \quad (\text{Konst.-Nukleon}).$$

Die Zweifachstreuung dagegen, auch nach der Kernmittelung von $\vec{\beta}$ abhängig, vermittelt stetige Übergänge $m \rightarrow m'$ (falls die Funktionen $\tilde{\chi}_m, \tilde{\gamma}_1, \tilde{\gamma}_2$ nicht zu pathologisch sind). Aus (28) entnimmt man das relative Minuszeichen der zwei Terme in (25). Dieses Vorzeichen ist das übliche Minuszeichen des Doppelstreutterms, verglichen mit dem Term für Einfachstreuung.

ii) Vergleich mit existierenden Daten

Wiederum in Ermangelung einer Theorie für σ_2 und $\tilde{w}$ (d.h. für $\tilde{\gamma}_1$ und $\tilde{\gamma}_2$) setzen wir

$$(30) \quad \frac{\tilde{w}(m, m')}{2 i k_m} = \frac{\sigma_1 n_0}{2} \Lambda(|m - m'|)$$

und benutzen $\Lambda_{1,2}$ aus Fig. 14 sowie verschiedene Kombinationen von $\sigma_{1,2}$ aus dem Bereich: $\sigma(\text{pp}) \leq \sigma_{1,2} \leq 2\sigma(\text{pp})$. Wie in den zwei vorhergehenden Fällen zeigen wir in Fig. 17^(a-e) die aus diesem Modell vorhergesagten Wq.'e (Kreise) und die Einstufen-Anpassungen daran (Kreuze) für die verschiedenen angegebenen Kombinationen $\Lambda, \sigma_1, \sigma_2$ (zur Numerik siehe Anhang C). Auch hier ergeben sich bis zu $m \approx 2.2$ GeV sehr gute Anpassungen; oberhalb werden sie zunehmend schlechter (diese Aussage wird durch Anpassungen der Wellenfunktionen $|\chi|^2$ aneinander in Anhang D bestätigt). Die entsprechenden σ_m sind in Fig. 18a für Λ_1 aufgetragen und in Fig. 18b für Λ_2 zusammen mit den σ_m -Werten aus Tabelle II (siehe Ende Anhang C bezüglich der negativen σ_m). Abermals stellen wir bei kleinerem m eine allgemeine Struktur fest, die scheinbar nicht von Details abhängt: das Maximum von σ_m an der Spitzenmasse 1.4 GeV des $d\sigma^{\text{diff}}/dt^{\text{dm}}$ (Fig. 10), sowie der Abfall mit wachsendem m . Wie beim Kontinuums-Modell hängt diese Struktur eng mit der Spitze der Diffraktion zusammen, ist also auch nicht von den Details der Selektionskriterien abhängig.

Offensichtlich können die Daten aus Tabelle II noch besser als in Fig. 18b durch Drehen an σ_1 und σ_2 für beide Λ 's reproduziert werden. Wir haben also hiermit eine vorläufige Bestätigung für diese Art kohärenter Propagation eines sich ständig ändernden angeregten Protons durch Kernmaterie.

F. Inelastischer Schatten bei elastischer Proton-Kernstreuung

Das in der Literatur theoretisch vorhergesagte [13] und ausführlich diskutierte Phänomen des inelastischen Schattens bei elastischer Nukleon-Kernstreuung [13, 14] scheint jetzt endgültig experimentell bestätigt zu

sein [15, 16]. Wir benutzen es lediglich als Konsistenztest für die Annahme über die Phase unserer diffraktiven Ereignisse.

Wir haben die in der Literatur verwendete sogenannte Zweistufen-Näherung wiederholt, die den Graphen entspricht:

$$(31) \quad \begin{array}{c} \text{Diagram 1: A circle with a horizontal line passing through its center. An arrow labeled 'P' points from the left into the circle, and another arrow labeled 'P' points out of the circle to the right.} \\ + \sum_{\substack{m \\ (\neq m_0)}} \\ \text{Diagram 2: A circle with a horizontal line passing through its center. Inside the circle, there is a horizontal cylinder labeled 'm'. An arrow labeled 'P' points from the left into the cylinder, and another arrow labeled 'P' points out of the cylinder to the right.} \end{array}$$

In unserem Formalismus bekommen wir den totalen Wq. $\sigma_{\text{tot}}(\text{pA})$, indem wir in einer weiteren Iteration die Einstufen-Näherung für $\chi(m)$ (Gl.(21)) in Gl.(15a) einsetzen und (15a), jetzt mit der Anfangswertbedingung $\psi_{\text{inel}}(\vec{b}, z = -z_0) = 0$, lösen. Die Summe von ψ_{el} aus Gl.(16) und ψ_{inel} entspricht dann den Graphen in (31). Die allgemeine Formel für $\sigma_{\text{tot}}(\text{pA})$ lautet (vgl. Gln.(1),(2) und benutze optisches Theorem):

$$(32) \quad \sigma_{\text{tot}}(\text{pA}) = -2 \operatorname{Re} \int d^2b \left[e^{-ikz_0} \psi(\vec{b}, z_0) - 1 \right]$$

Durch Einsetzen von $\psi = \psi_{\text{el}} + \psi_{\text{inel}}$ in (32) bekommt man die in Ref. [14] ⁽⁺⁾ angegebene Formel für den "inelastischen Schatten". Er ist definiert durch:

$$(33) \quad \delta_{\text{inel}} = 2 \operatorname{Re} \int d^2b e^{-ikz_0} \psi_{\text{inel}}(\vec{b}, z_0)$$

Es gilt $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} - \delta_{\text{inel}}$, $\sigma_{\text{el}} = -2 \operatorname{Re} \int d^2b [e^{-ikz_0} \psi_{\text{el}} - 1]$. Wegen der Phase der inelastischen diffraktiven Amplituden in (31) ist $\delta_{\text{inel}} > 0$.

In unseren Zweistufen-Berechnungen von δ_{inel} nach (33) haben wir, wie immer, unser diffraktives Spektrum für die Übergänge $p \rightarrow p^*$, $p^* \rightarrow p$ benutzt und die Absorption des p^* gleich $\sigma(\text{pp})$ gesetzt (siehe Gl.(23)). Ferner nehmen wir wieder unsere konstante Kerndichte m_0 im Gegensatz zu den Autoren in Ref. [16], die mit Woods-Saxon-Dichten genauere Rechnungen machen. In Fig. 22 tragen wir unser δ_{inel} gegen A für elf Kerne zwischen A = 15 und A = 238 auf, dargestellt als senkrechte Striche ohne Querbalken.

(+) Die ursprüngliche Idee des inelastischen Schattens stammt unseres Wissens von Pumplin und Ross [13]. Deren Formel dazu ist jedoch inkorrekt, da sie die starke Absorption des auslaufenden Protons in den inelastischen Graphen in (31) außer Acht lassen. Sie erhalten deswegen eine viel steilere A-Abhängigkeit von δ_{inel} als in Ref. [14-16] und in Fig. 22.

Das obere Ende des Striches entspricht dem Kernradius $R = 1.3 A^{1/3}$ Fermi und das untere $R = 1.2 A^{1/3}$ Fermi.

Die anderen Punkte bei denselben elf Kernen in Fig. 22 sind die Werte für δ_{inel} , die sich aus den drei verschiedenen Mehrstufen-Mechanismen ergeben, d.h. sie entsprechen der Summe der Graphen in (I.10b) mit $p^* = p$. Sie errechnen sich durch Einsetzen unserer numerischen Lösung von Gln.(15) (s. Anhang C) in (32) und Abziehen von σ_{el} :

$$\delta_{inel} = \sigma_{el} - \sigma_{tot}(pA) = -2 \operatorname{Re} \int d^2b e^{-ikz_0} (\psi_{el} - \psi_{\text{numerisch}}).$$

Die Λ und σ_i Kombinationen, die für Fig. 22 benutzt werden, sind diejenigen, für die σ_m den Daten in Fig. 16b und 18b am nächsten liegen. Innerhalb der großen experimentellen Unsicherheit stimmen die δ_{inel} -Werte von allen vier Modellen mit den vier gezeigten Datenpunkten für die Kerne C, Al, Cu und Pb gut überein. Insbesondere sieht man, daß man an Hand von δ_{inel} zwischen den verschiedenen Propagationsmechanismen nicht unterscheiden kann. Die Fig. 22 dient nur als ein Test für die Phase und Größe der diffraktiven Amplituden, die für das Vorzeichen und die Größe von δ_{inel} verantwortlich sind.

IV. Diskussion der Ergebnisse und einige Spekulationen

A. Wir haben eine kinematische Methode vorgeschlagen, wie man die diffraktive Komponente inelastischer Proton-Proton-Stöße auswählen kann. Wir sind uns dabei bewußt, daß eine vollständige Abtrennung diffraktiver Ereignisse wegen des fließenden Übergangs von Diffraction zu "Pionisation" (i.e. nichtdiffraktiver Teilchenerzeugung) nicht möglich ist.

Unser Trennungsversuch basiert auf der Annahme, daß die Teilchen eines diffraktiv angeregten Systems dazu neigen, sich in einem begrenzten Rapiditätsintervall zu häufen, klar getrennt vom nichtangeregten Rückstoßproton. Bei der Übersetzung dieser Annahme in präzise Kriterien treten zwei Schwierigkeiten auf: die Existenz von zwei oder mehr unsichtbaren Teilchen, sowie die große Beweglichkeit der Pionen auf der Rapiditätsachse, die von der kleinen Pionmasse herrührt. Die in II.A. beschriebene Trennungsmethode wurde durch Probieren und Verbessern entwickelt, um diese Schwierigkeiten zu überwinden.

Wir sind der Meinung, daß unsere Kriterien für den Fall hadronischer Vielteilchenproduktion im wesentlichen zu einer befriedigenden Trennung der diffraktiven Komponente führt: Diese Meinung basiert auf folgenden Punkten:

- i) Der diffraktive Wq. hat denselben Wert von etwa 7mb bei 12 und 24 GeV/c in guter Übereinstimmung mit den bei FNAL bestimmten Werten von 6-8 mb. Ferner ist er mit Werten gut verträglich, die aus mehreren unabhängigen Modellrechnungen für vergleichbare Energien entnommen werden.
- ii) Bei kleinen Massen M_X ist eine gute Trennung sicherlich gegeben, da erstens die Annahme des begrenzten Rapiditätsintervalls des angeregten Systems kleiner Masse mit großer Wahrscheinlichkeit gültig ist, und zweitens da die Massenverteilungen für exklusive Kanäle niederer Multiplizität gut mit solchen aus LPS-Trennungen übereinstimmen (s. Anhang B).
- iii) Die Verteilungen $s \frac{d\sigma^{\text{diff}}}{dM_X^2}$ bei beiden Energien sind denen aus der Tripel-Regge-Berechnung bemerkenswert ähnlich. Beide zeigen endliche Beiträge zur Produktion großer Anregungsmassen bis hinauf

zu ~ 4.5 GeV. Wir betonen, daß die Tripel-Regge-Bestimmung von $\frac{s d\sigma^{diff}}{dM_x^2}$ auf einer vollständig anderen, nicht-kinematischen Trennung beruht. Sie ist eine Separation im Mittel, trennt also nicht Ereignis für Ereignis.

Die Übertragung der Kriterien auf πp und $K p$ Stöße und Vergleiche mit dem pp -Fall können als weitere interessante Anwendung unserer Trennungsmethode dienen.

B. Im dritten Kapitel haben wir uns mit diffraktiven, d.h. kohärenten, Prozessen in Kernen beschäftigt. In Modellrechnungen dazu haben wir unser diffraktives Massenspektrum mit der zusätzlichen Annahme imaginärer diffraktiver Amplituden verwendet. Die Modellrechnungen stellen einen Vergleich von einigen Modellvorstellungen zur Propagation hadronischer Systeme p^* in Kernmaterie mit experimentellen Daten dar. Der Vergleich wird über das Einstufen-Modell durchgeführt.⁽⁺⁾ Wir simulieren darin die Analyse "echter" Produktions-Wq.e an Kernen, indem wir Wq.e, die aus den Modellvorstellungen zu Mehrstufen-Prozessen hervorgehen, durch das Einstufen-Modell approximieren. Der Anpassungsparameter ist wie üblich σ_m , der im Einstufen-Bild als der totale p^* -Nukleon-Wq. interpretiert wird. Dabei zeigt sich, daß die Approximationen im niederen Massenbereich des produzierten Systems von gleicher Qualität wie die Anpassungen in den wirklichen Datenanalysen sind. Oberhalb $m \approx 2.3 - 2.5$ GeV, wo es keine vergleichbaren Daten gibt, werden unsere Approximationen an die Mehrstufen-Modelle schlecht bis bedeutungslos. Dieser Sachverhalt liegt daran, daß im Bereich starker diffraktiver Produktion ($m \leq 1.9$ GeV) das nicht-diagonale Potential w im Vergleich zum Anregungspotential v klein ist. Mit anderen Worten, in diesem Massenbereich ist der Einstufen-Prozess der dominierende Term einer unendlichen Summe (vgl. (I.10b)). Die weiteren Terme sind aber trotzdem von Bedeutung. Denn über die imaginäre diffraktive Phase sind sie durch Interferenzen für die Struktur der Massenabhängigkeit von σ_m^{diff} verantwortlich. Oberhalb des Anstiegs von $v(m)$ (d.h. von $d\sigma_m^{diff}/dt \sim dM_x^2$), dominiert die Anregung eines p^* aus dem Proton-Zustand heraus über die nicht-diagonalen Übergänge $p^*(m) \rightarrow p^*(m')$ nicht mehr so stark. Eine Art Störungsentwicklung mit dem Einstufen-Übergang

⁽⁺⁾ Ein direkter Vergleich (ohne Zwischenschaltung des Einstufen-modells) ist nicht möglich, da bisherige Daten exklusive Kanäle betreffen, während unser diffraktives Massenspektrum und die Mehrstufen-Modelle nicht nach den einzelnen Anregungszuständen aufgelöst sind.

als führendem Glied ist also nicht sinnvoll für Massen $m \gtrsim 2.3 \text{ GeV}$.
 Deswegen bekommt man für größere m schlechte Approximationen. Für eine mehr technische Diskussion der Qualität unserer Anpassungen siehe Anhang D.

Da das Einstufen-Modell die A-Abhängigkeit von $d\sigma(pA \rightarrow p^*A)/dt' dm$ aus den Mehrstufen-Modellen im Bereich $m \leq 2.3 \text{ GeV}$ sehr gut approximiert, kann man an Hand solcher Anpassungen allein unter allen vier betrachteten Mechanismen nicht unterscheiden. Das gilt sowohl für unsere simulierte Analyse, als auch für die übliche Analyse experimenteller Daten. Die aus unseren Rechnungen entnommene Massenabhängigkeit des Parameters σ_m erlaubt jedoch eine Auswahl der Propagationsmechanismen durch die Gegenüberstellung mit den aus den Experimenten extrahierten σ_m . Dabei schneidet als einziger Mehrstufen-Mechanismus der Vorschlag von J.S. Bell [12] gut ab. Diese Aussage gilt auf der Grundlage, daß wir erstens beide nicht-diagonale Modelle durch die Approximationen konstanter Kerndichte und $w(m, m') = w(|m-m'|)$ vereinfacht haben (wie stark ist schwer zu sagen) und zweitens, daß wir nur einige Varianten der Funktion $w(|m-m'|)$ untersucht haben.

Laufen kohärente Produktionsprozesse in der Natur nach Mehrstufen-Mechanismen ab, dann haben die σ_m -Werte in Tabelle II mit dem tatsächlichen totalen p^* -Nukleon Wq. nichts zu tun. Letzterer hängt nämlich über das optische Theorem mit der Amplitude in Gl. (III.13c) zusammen.

$$\sigma_{\text{tot}}(p^*(m)\text{-Nukleon}) = \frac{4\pi}{k_m} \int_m \int_{m-\frac{\Delta m}{2}}^{m+\frac{\Delta m}{2}} f_{\text{diff}}(p^*(m)N \rightarrow p^*(m')N, 0^0) dm'$$

wobei Δm die Größe des Massenbins ist, in dem $p^*(m)$ gemessen wird. Für solche Fälle, in denen die Amplituden $f_{\text{diff}}(m \rightarrow m', 0^0)$ kontinuierliche Anteile enthält (Kontinuumsmodell, Bells Modell), hängt insbesondere $\sigma_{\text{tot}}(p^*-N)$ vom Massenbin Δm ab, im Gegensatz zu σ_m im Einstufen-Modell.

C. Spekulationen

Die Frage Einstufen-Bild oder Bells Mechanismus ist trotz allem auf Grund bisheriger Daten noch nicht entschieden. Bei weiteren theoretischen Untersuchungen des Modells von Bell sollte besondere Aufmerksamkeit zum

einen der nichtrelativistischen Näherung bei der internen Bewegung in p^* gelten, zum anderen möglichen Kernoberflächen-Effekten, die in der Näherung $n(\vec{b}, z) = n_0 = \text{konstant}$ vernachlässigt werden und die eine Änderung des Potentials $U^{(1)}$ in (III.28b) bewirken könnten [12] .

Von der experimentellen Seite zeigen sich schon aus unseren Berechnungen mögliche direkte Vergleiche von Mehrstufen-Modellen mit künftigen Experimenten. Betrachten wir Fig. 17d, e, für die der Parameter σ_m den Daten am nächsten liegt. Aus diesen Figuren entnimmt man, daß für $m \gg 2.2 \text{ GeV}$ das Bell'sche Modell nicht mehr so gut wie bei kleineren m approximiert werden kann. Die Fig. 17 d, e deuten also darauf hin, daß auch "echte" Daten für $m \gg 2.2 \text{ GeV}$ nicht durch das Einstufen-Modell angepaßt werden können, falls Bells Modell die Natur richtig beschreibt und falls inklusive und exklusive Produktions-Wq.e sich bei festem m ähnlich verhalten (siehe Annahme in Abschnitt III.E.1). Um dies experimentell zu prüfen, sind FNAL-Energien geeigneter als unsere, da der Impulsübertrag Δ_m (III.19) die Produktion größerer Massen bei mittleren Primärenergien wegen der Kohärenzbedingung (I.1) unterdrückt.

Ferner sind inklusive kohärente Reaktionen $p + A \rightarrow X + A$ wünschenswert (falls experimentell möglich), um direkte Vergleiche der Zahlen für Produktions-Wq.e $d\sigma/dt'dm$ zu ermöglichen. Mit der Größe von $d\sigma/dt'dm$ am Kern hängt nämlich die Größe von $d\sigma^{\text{diff}}/dt'dm$ an Wasserstoff eng zusammen, wie man z.B. am Einstufen-Modell sieht. Durch inklusive Experimente an Kernen kann also untersucht werden, ob eine diffraktive Komponente von der Größenordnung $d\sigma^{\text{diff}}(t'=0)/dt'dM_X$ in Fig. 10 überhaupt vorhanden ist.

Mehrstufen-Mechanismen können auch auf die Winkelverteilung von Produktions-Wq.en Einfluß haben, da diese über die zweidimensionale Fourier-Transformation (III.2.b) mit der Länge der durchlaufenen Kernmaterie zusammenhängt. Der Anteil der Wellenfunktion bei $\vec{b} = 0$, d.h. größte Kerndicke, erleidet nämlich mehr inelastische Übergänge als der Anteil am Kernrand. Dies könnte sich in der Winkelverteilung widerspiegeln; die Klärung dieser Frage soll jedoch einer weiteren Untersuchung vorbehalten bleiben.

Anhang A. Verfeinerung der Auswahlkriterien und Fehlerdiskussion

i) In Anbetracht der großen Beweglichkeit des Pions in der Rapidität lockern wir die Kriterien A, A' etwas und lassen eine zweite Kategorie von Ereignissen zu:

Kriterium B (Ereignisse mit höchstens einem neutralen Teilchen): Falls in einem Ereignis mit N Sekundärteilchen, y_1 einem Proton gehört, $y_2 - y_1$ nur die zweitgrößte Lücke und $y_N - y_{N-1}$ die Größte ist, wobei jetzt y_N einem Pion gehört, dann wird dieses Ereignis auch als Strahlanregung akzeptiert. (Fig. 3b).

Kriterium B' (Ereignisse mit mehr als einem neutralen Teilchen): Falls die geladenen Rapiditäten Kriterium B erfüllen, verlangen wir für Strahlanregung, daß

$$y_2^{ch} \leq y_{eff}^0 \leq y_{Nch}^{ch}$$

Die Annahme in solchen Fällen ist, daß das Pion in dem angeregten System entstanden ist, sich aber weit nach "rechts" verirrt hat. Die hierzu spiegel-symmetrische Situation, Fig. 3c, wobei das Pion weit nach "links" läuft, müssen wir notgedrungen ignorieren, da wir in solchen Fällen nicht zwischen einfacher Diffraktion und z.B. Isobarproduktion unterscheiden können. Da jedoch nur etwa 7% der diffraktiven Ereignisse unter Kriterium B fallen, unterschätzen wir den diffraktiven Wq. durch Weglassen von Ereignissen wie in Fig. 3c nur geringfügig.

Ferner ist diese Unterschätzung bis zu einem gewissen Grad dadurch kompensiert, daß wir wahrscheinlich einige Ereignisse zulassen, in denen ein Pion von einer Targetanregung oder Isobarproduktion weit nach "rechts" fällt.

ii) Aus der t-Abhängigkeit unserer diffraktiven Komponente finden wir, daß $d\sigma^{diff}/dt$ bis zu $-t \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ grob durch eine Exponentialfunktion

e^{bt} , $b \approx 6 \text{ GeV}^{-2}$ bei beiden Energien reproduziert wird. Mit dem Vorurteil, daß Diffraktion hauptsächlich bei kleinen $|t|$ abläuft, und daß e^{6t} den Wq. $d\sigma/dt$ bis zu größeren $|t|$ ungefähr extrapoliert, machen wir zusätzlich zu unseren Kriterien A,A'; B,B' einen Schnitt bei $t = -0.6 \text{ GeV}^2$. Der Verlust von Diffraktion wird dabei auf etwa 0.2 mb geschätzt, dafür werden wir ~ 1 mb Untergrund los. Dieser t-Schnitt erscheint etwas willkürlich. Da jedoch diejenigen Ereignisse sich bei großen $|t|$ -Werten häufen, in denen ein π^+ fälschlich als ein nicht-angeregtes Proton identifiziert wird, (siehe iii) unten), fallen viele solcher Ereignisse durch den t-Schnitt fort. Das schlägt sich in der Reduktion der Fehler der Wq.e nieder (s. iii)). Außerdem zeigt der Schnitt, daß nur die integrierten Wq.e, nicht jedoch der qualitative Verlauf verschiedener Verteilungen darauf empfindlich sind (s. Fig. 2, 6). Dieser Schnitt ist in allen Verteilungen und Wq.en dieser Arbeit enthalten, falls explizit nicht anders bemerkt.

iii) Fehlerdiskussion:

Bei der Identifizierung der auslaufenden Spuren eines Ereignisses kommt es relativ häufig vor, daß mehrere Hypothesen über Massenzuordnungen an die Spuren kinematisch akzeptabel sind. Diese Mehrdeutigkeit tragen folgendermaßen zu den Fehlern in den diffraktiven Wq.en bei [28] : Eine obere Fehlergrenze wurde dadurch bestimmt, daß jedes Ereignis mit mindestens einer diffraktiven Hypothese als diffraktiv akzeptiert wurde. Die untere Fehlergrenze stammt von allen Ereignissen in denen jede Hypothese diffraktiv ist. Der Wert selber für die diffraktiven Wq.e wird dadurch bestimmt, daß jede als diffraktiv akzeptierte Hypothese mit dem Gewicht $\frac{1}{N_{\text{Hyp}}}$ eines Ereignisses beiträgt, wobei N_{Hyp} die Gesamtzahl der Hypothesen im Ereignis dieser speziellen Hypothese ist. Diese Unsicherheiten kombiniert mit statistischen- und Musterungsfehlern [17, 18] bestimmen die in dieser Arbeit angegebenen Fehler. Die in den Auswahlkriterien selbst enthaltenen Unsicherheiten können nicht so einfach abgeschätzt werden.

Anhang B: Diskussion der Trennungskriterien

i) Falls unsere Trennungsmethode Gültigkeit besitzt, dann sollte ein nichtangeregtes Rückstoßproton nicht an Resonanz-Produktion beteiligt sein. Um dies zu testen, tragen wir in Fig. 4 das Spektrum der invarianten $(p\pi^+)$ -Masse auf für

- a) alle Protonen in der Rückwärtshemisphäre des Schwerpunktsystems,
- b) diejenigen Protonen, die sich am linken Ende der Rapiditätskette eines Ereignisses befinden, und
- c) alle als nichtangeregte ausgewählten Protonen in diffraktiven Ereignissen.

Für ein Ereignis mit mehreren π^+ wurden alle Kombinationen mit dem Proton genommen. Man sieht eine zu erwartende ständige Verkleinerung des $\Delta^{++}(1236)$ -Signals, wenn man von Ereignis-Typ a) zum Typ c) geht.

ii) Für die Ereignisse vom Typ b) in Fig. 4 geben wir in Fig. 5 die Verteilung der Rapiditätslücke Δy neben dem ganz "links" liegenden Proton. Vermutlich wird die große Schulter bei $\Delta y \approx 2$ (2.7) bei 12 (24) GeV/c durch diffraktive Ereignisse dominiert. Das schraffierte Histogramm ist dieselbe Verteilung für die als diffraktiv ausgewählten Ereignisse. Vernachlässigt man zunächst die kleinen Beiträge bei sehr großen Δy (siehe iii) unten), so gibt das schraffierte Histogramm eine plausible Aufteilung des großen Histogramms in Diffraktion und Nichtdiffraktion.

iii) Die kleinen Beiträge bei großen Δy in Fig. 5 kommen hauptsächlich vom Endzustand $p\pi^0\pi^+$, wo das π^+ weit nach "rechts" gelandet ist. Für solche ist Kriterium A' natürlich nie erfüllt. Sicherlich sind aber einige dieser Ereignisse diffraktiver Natur. Um diese offensichtliche Unzulänglichkeit des Kriteriums A' besser in Griff zu bekommen, haben wir ein verfeinertes Kriterium für Ereignisse mit 2 geladenen und mindestens 2 neutralen Teilchen entwickelt: dem neutralen System wird eine massenabhängige Rapiditätsbreite zugewiesen, die wir aus einer Untersuchung von Ereignissen mit vier geladenen und keinen neutralen Teilchen beziehen. Dort haben wir den mittleren Rapiditätsabstand verschiedener Zweierkombinationen von auslaufenden geladenen Teilchen als Funktion deren invarianter Masse

bestimmt. Mit Hilfe dieser Breite bestimmen wir (in der Näherung, daß vorwiegend nur 2 neutrale Teilchen vorhanden sind), wo in 2-spurigen, multi-neutralen Ereignissen die neutralen Teilchen einzeln auf der Rapiditätsachse wahrscheinlich liegen. Anschließend werden diese Ereignisse nach Kriterium A behandelt. Wir fanden, daß die in dieser Arbeit gezeigten Verteilungen und Wq.e, die aus Kriterium A' hervorgehen, nur unwesentlich durch diese Verfeinerung geändert wurden und bleiben der Einfachheit halber bei Kriterium A'.

iv) Wir haben ferner unsere Auswahlkriterien für die Kanäle niederer, fester Multiplizität, wie $pp\pi^0$, $p\pi\pi^+$, $p\rho\pi^+\pi^-$ mit der für sie üblichen Trennungsmethode durch Schnitte in Verteilungen in LPS (= "Longitudinal Phase Space") [36] verglichen. Für diese Kanäle, die durch niedere Anregungsmassen dominiert werden, fanden wir gute Übereinstimmung der zwei Trennungen.

Für einige weitere Diskussionen und Tests verweisen wir auf Ref. [28] .

Anhang C: Numerische Lösung von (III.15) und Berechnung der σ_m .

i) Zur numerischen Lösung von Gl. (III.15) werden zunächst die Integrationen über m durch Summationen über N gleiche Massenbins Δm ersetzt:

$$(C.1) \quad \begin{aligned} (a) \quad (\partial_z - ik) \Psi &= \frac{1}{2ik} \left[u \Psi + \sum_{m=1}^N v(m) (\Delta m) \chi(m) \right] \\ (b) \quad (\partial_z - ik_m) \chi(m) &= \frac{1}{2ik_m} \left[v \Psi + \sum_{m'=1}^N w(m, m') (\Delta m) \chi(m') \right] \end{aligned}$$

Mit den Definitionen:

$$(a) \quad \underline{\Psi}(\vec{b}, z) = \begin{bmatrix} \Psi_1(\vec{b}, z) \\ \vdots \\ \Psi_{N+1}(\vec{b}, z) \end{bmatrix} := \begin{bmatrix} \Psi(\vec{b}, z) \\ \chi(1, \vec{b}, z) \sqrt{\Delta m} \\ \vdots \\ \chi(N, \vec{b}, z) \sqrt{\Delta m} \end{bmatrix}, \quad \underline{\Psi}_0 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}.$$

$$(C.2) \quad (b) \quad \underline{Q} := \begin{bmatrix} \frac{u}{2ik} & \frac{v(1)\sqrt{\Delta m}}{2ik} & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{v(N)\sqrt{\Delta m}}{2ik} \\ \frac{v(1)\sqrt{\Delta m}}{2ik_1} & \frac{w(1,1)\Delta m}{2ik_1} & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{w(1,N)\Delta m}{2ik_1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \frac{v(N)\sqrt{\Delta m}}{2ik_N} & \frac{w(N,1)\Delta m}{2ik_N} & \cdot & \cdot & \cdot & \frac{w(N,N)\Delta m}{2ik_N} \end{bmatrix},$$

$$(c) \quad \underline{P} := \begin{bmatrix} k & & & & 0 \\ & k_1 & & & \\ & & \ddots & & \\ 0 & & & \ddots & \\ & & & & k_N \end{bmatrix}$$

erhalten wir nach Multiplikation von (C.1b) mit $\sqrt{\Delta m}$:

$$(C.3) \quad \partial_z \underline{\Psi}(\vec{b}, z) = (i \underline{P} + \underline{Q}) \underline{\Psi}(\vec{b}, z)$$

Um Rechenzeit zu sparen, ziehen wir aus $\underline{\Psi}$ den Phasenfaktor e^{ikz} heraus:

$$(C.4) \quad \underline{\Psi}(\vec{b}, z) = e^{ikz} \underline{\hat{\Psi}}(\vec{b}, z) = e^{ikz} \begin{bmatrix} \hat{\Psi}_1(\vec{b}, z) \\ \vdots \\ \hat{\Psi}_{N+1}(\vec{b}, z) \end{bmatrix}$$

Die Funktion $\hat{\Psi}$ oszilliert wesentlich langsamer als $\underline{\Psi}$. Man braucht deswegen weniger Stützstellen bei der numerischen Lösung.

Die Gleichung für $\hat{\Psi}(\vec{b} = 0, z)$ lautet:

$$(C.5) \quad \partial_z \hat{\underline{\Psi}}(\vec{b}=0, z) = (i \underline{\Delta} + \underline{Q}) \hat{\underline{\Psi}}(\vec{b}=0, z); \quad \underline{\Delta} := \underline{P} - k \mathbb{1}$$

Gl. (C.5) ist unsere Grundgleichung, die wir bei $\vec{b} = 0$ numerisch mit Hilfe von Hamming's Lösungsmethode für lineare Dgln. erster Ordnung [58] und mit der Anfangswertbedingung

$$(C.6) \quad \hat{\underline{\Psi}}(\vec{b}=0, z=0) = \underline{\Psi}_0$$

lösen.

Wegen Gl. (III.12b) muß man die Lösung der Dgl. (C.3) bzw. (C.5) über den Stoßparameter $\vec{b}$ integrieren, um die gesamte Streuamplitude am Kern zu bekommen. Um zu vermeiden, daß die Gleichungen für jede Integrationsstützstelle $\vec{b}_k$ neu gelöst werden müssen, transformieren wir die transversale Integration über $\vec{b}$ in (III.12b) in eine über die longitudinale Variable z . Deswegen benutzen wir die Anfangswertbedingung (C.6) an der Stelle $\vec{b} = 0, z = 0$ (anstatt für $\vec{b}, z = -z_0 = -\sqrt{R^2 - \vec{b}^2}$) und lösen

(C.5) nur einmal. Die Lösung wird von $z = 0$ bis $z = 2r_0 A_{\text{Max}}^{1/3} = 2r_0 (238)^{1/3}$ ($r_0 = 1.2$ Fermi bis auf zwei Fälle in denen $r_0 = 1.3$ Fermi) auf Magnetband in z -Schritten von 0.02 Fermi gespeichert. Von dieser Lösung berechnen wir die Produktions-Wq.e für elf Kerne zwischen $A=15$ und 238 mit Hilfe von (C.7b) unten. Über die erwähnte Integrationstransformation bekommen wir den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma(pH \rightarrow p^*(m)H, 0^0)}{d\Omega \Delta m} = \frac{1}{\Delta m} |F_{m1}|^2$$

mit

$$\begin{aligned} (a) \quad F_{m1} &= \frac{ik_m}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R d\varphi db b e^{-ik_m z_0} \Psi_m(\vec{b}, z_0) \\ (C.7) \quad (b) \quad &= \frac{ik_m}{4} \int_0^{2R} dz z e^{-i\frac{\Delta m}{2} z} \hat{\Psi}_m(\vec{b}=0, z) \end{aligned}$$

($R = r_0 A^{1/3}$; $m = 2, \dots, N+1$; $z_0 = \sqrt{R^2 - b^2}$). Gl. (C.7a) ist die Formel (III.12b) für die Amplitude. Die Transformation auf (C.7b) geht wie folgt:

Die Gl. (C.3) besitzt die Lösung (wegen $n(\vec{r}) = n_0$):

$$(C.8) \quad \underline{\Psi}(\vec{b}, z) = e^{(i\underline{p} + \underline{Q})(z+z_0)} e^{-ik_m z_0} \underline{\Psi}_0$$

für $-z_0 \leq z \leq z_0$, die die Anfangswertbedingung

$$(C.9) \quad \underline{\Psi}(\vec{b}, z = -z_0) = e^{-ik_m z_0} \underline{\Psi}_0$$

erfüllt⁽⁺⁾. Die Bedingung (C.9) entspricht der physikalischen Situation. Die Lösung (C.8) in (C.7a) eingesetzt liefert:

(+) Man beachte, daß i.a. $e^{(i\underline{p} + \underline{Q})(z+z_0)} \neq e^{i\underline{p}(z+z_0)} e^{\underline{Q}(z+z_0)}$

Ferner, wegen der langsamen Konvergenz der Reihe

$e^{(i\underline{p} + \underline{Q})(z+z_0)} = e^{ik_m(z+z_0)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} [(i\underline{b} + \underline{Q})(z+z_0)]^n$

fanden wir, daß die Form der Lösung (C.8) unbrauchbar für die Numerik ist, da bei den dazu notwendigen 300-500 Matrixsummengliedern die Rundungsfehler die Überhand gewinnen. Deshalb ist eine direkte Lösung von (C.1) bzw. (C.5) notwendig.

$$\begin{aligned}
 F_{m1} &= \frac{ik_m}{2} \int_0^R d\ell^2 e^{-ik_m z_0} e^{+ik_m z_0} e^{-ik_m z_0} \left\{ e^{(i\mathbf{p} + \mathbf{0}) 2 z_0} e^{-ik_m z_0} \right\}_{m1} \\
 (C.10) \quad &= ik_m \int_0^R dz_0 z_0 e^{-i(k_m - k) z_0} \left\{ e^{[i(\mathbf{p} - k\mathbf{1}) + \mathbf{0}] 2 z_0} \right\}_{m1} \\
 &= \frac{ik_m}{4} \int_0^{2R} dz z e^{-i \frac{\Delta_m z}{2}} \left\{ e^{(i\mathbf{\Delta} + \mathbf{0}) z} \right\}_{m1}
 \end{aligned}$$

Die geschwungene Klammer in der letzten Gleichung von (C.10) ist aber die m^{te} Komponente der Lösung von (C.5) mit der Anfangswertbedingung (C.6). Die Beziehung (C.7b), die wir bei den numerischen Rechnungen verwenden, ist damit bewiesen.

ii) Bei der Benutzung der Subroutine DHPCL in IBM's Scientific-Subroutine-Package [58] müssen wir die $N+1$ komplexen Gleichungen (C.5) in $2(N+1)$ reelle umschreiben:

$$\partial_z \hat{\underline{\Psi}}'(\vec{L}=0, z) = \underline{O}' \hat{\underline{\Psi}}'(\vec{L}=0, z)$$

mit

$$\hat{\underline{\Psi}}' := \begin{pmatrix} \text{Re } \hat{\Psi}_1 \\ \vdots \\ \text{Re } \hat{\Psi}_{N+1} \\ \text{Im } \hat{\Psi}_1 \\ \vdots \\ \text{Im } \hat{\Psi}_{N+1} \end{pmatrix}; \quad \underline{O}' := \begin{pmatrix} \underline{0} & -\underline{\Delta} \\ \underline{\Delta} & \underline{0} \end{pmatrix} \quad (\underline{0} \text{ ist reell}).$$

iii) Für die Zahl der Bins haben wir $N = 35$ gewählt, und die Werte für $v(m)$ von der in Fig. 10 eingezeichneten Kurve an den Stellen $m = 1.1, 1.2, \dots, 4.5$ GeV abgelesen. Um die Genauigkeit der Approximation der Gln. (C.1) an Gln. (III.15) (d.h. Summation an Integration) zu prüfen,

fürten wir einmal das ganze Programm mit doppelter Binzahl, $N = 70$, für das Kontinuumsmodell mit $\Lambda_1, \sigma_1 = \sigma(pp)$ durch. Die aus Gl. (C.7b) berechneten Wq.e werden in Fig. 19 (aufgetragen gegen A) miteinander verglichen. Die Kreise stellen $N = 35$, die Kreuze $N = 70$ dar. Wir finden im ganzen sehr gute Übereinstimmung und bleiben bei $N = 35$.

iv) Die Anpassungen wurden mit Hilfe der Formel

$$(C.11) \quad S(\sigma_m) = \sum_{\substack{\text{II Kernel} \\ 155 \text{ A 5 4 3 8}}} \left\{ \frac{\overset{\text{Mehr-Stufen}}{d\sigma(t'=0, A)}}{dt' dm} - \frac{\overset{\text{Einstufen}}{d\sigma(t'=0, A)}}{dt' dm} \right\}^2$$

durchgeführt. Durch Variation von σ_m in Schritten von 0.25 mb bei festem m suchten wir das Minimum von $S(\sigma_m)$ als Funktion von σ_m . Wir fanden i.a. ausgeprägte Minima von $S(\sigma_m)$ im Bereich guter Anpassungen. Für größere m war $S(\sigma_m)$ viel flacher mit zum Teil zwei relativen Minima bei $\sigma_m^{(1)}$ und $\sigma_m^{(2)}$ etwa. Die Sprünge in den Fig. 16, 18 sind dadurch entstanden, daß, wenn man von m zu m+1 geht, das Minimum bei z.B. $\sigma_m^{(2)}$ plötzlich kleiner als das (vorher kleinere) Minimum bei $\sigma_m^{(1)}$ ist. Wir messen dem jedoch nicht viel Bedeutung bei, da erstens diese Sprünge weit außerhalb des zur Zeit meßbaren Massenbereichs liegen und zweitens unsere Fig. 15, 17 zeigen, daß die Einstufen-Approximation an Mehrstufen-Prozesse dort bedeutungslos ist.

Für zwei der Kombinationen von Λ_1 und σ_1 ($i=1,2$) in den Figuren 18 fanden wir negative werte von σ_m . Diese werte sind unphysikalisch und sind durch eine Wechselwirkungsmatrix $\underline{Q}$ (siehe (C.2)) charakterisiert, die jeweils einen positiven Eigenwert hat, der von gleicher Größenordnung wie die negativen Eigenwerte ist. $\underline{Q}$ muß negativ definit sein, da die Eigenwerte die Absorption der Eigenzustände in Kernmaterie angeben (siehe (C.8)). In allen anderen Parametrisierungen von $\underline{Q}$, die wir verwendet haben, gibt es entweder gar keine oder nur wenige vernachlässigbar kleine positive Eigenwerte.

Anhang D: Einstufen Approximationen an die Wellenfunktion $|\chi(m; \vec{b}=0, z)|^2$.

Hier wollen wir uns ein objektiveres Bild von der Qualität unserer Anpassungen als nur die anschauliche Darstellung in den Fig. 15, 17 verschaffen. Dazu führen wir analoge Anpassungen an die z-Abhängigkeit des Quadrats der Wellenfunktionen, $|\chi(m; \vec{b}=0, z)|^2$, aneinander durch, und vergleichen die resultierenden σ_m mit denen in Fig. 16 und 18. Bis auf den Phasenfaktor $e^{-i\Delta_m z/2}$, der bei kleinen Massen keine Rolle spielt, stellen die Fig. 15 und 17 Approximationen der Absolutquadrate von den ersten Momenten der Wellenfunktionen aneinander dar, wie man an Gl. (C.7b) sieht. Hier machen wir also nochmals dasselbe für die Wellenfunktionen selbst, und zwar für verschiedene Eindringtiefen in Kernmaterie. Dazu brauchen wir die Wellenfunktion $\chi(m; \vec{b}=0, z)$ aus dem Einstufen-Modell mit der Anfangswertbedingung $\chi(m; \vec{b}=0, z=0) = 0$ (anstatt $\chi(m; \vec{b}=0, z=-z_0)$ in Gl. (III.21))

$$(D.1) \quad |\chi(m; \vec{b}=0, z)|^2 = \frac{|v(m)|^2}{k_m^2 (4\Delta_m^2 + n_0^2 (\sigma(pp) - \sigma_m)^2)} \left[e^{-\sigma_m n_0 z} + e^{-\sigma(pp) n_0 z} - 2 \cos(\Delta_m z) e^{-\frac{n_0}{2} (\sigma_m + \sigma(pp)) z} \right]$$

um mit unseren gespeicherten Wellenfunktionen $\hat{\psi}_m$, $m = 2, \dots, N+1$ (s. Anhang C, Gl. (C.4), (C.5), (C.6)) zu vergleichen. Wir haben (D.1) an das $|\hat{\psi}_m|^2 / (\Delta m)$ aus den nicht-diagonalen Modellen für verschiedene Eindringtiefen D (d.h. für $0 \leq z \leq D$) angepasst, und zwar für die in Tabelle III angegebenen $(\Lambda, \sigma_1, \sigma_2)$ -Kombinationen

Tabelle III

Modell	Λ	σ_1	σ_2	D [Fermi]
Kontinuums- Modell	① Λ_1	$\sigma(pp)$		$D \approx 2.4, 7.1, 11.1, 13.0$
	② Λ_2	$\sigma(pp)$		$D \approx 13.0$
	③ Λ_2	$2 \sigma(pp)$		$D \approx 13.0$
Bells Modell	④ Λ_1	$\sigma(pp)$	$\sigma(pp)$	$D \approx 2.4, 7.1, 13.0$
	⑤ Λ_1	$1.5 \sigma(pp)$	$2 \sigma(pp)$	$D \approx 13.0$
	⑥ Λ_2	$\sigma(pp)$	$2 \sigma(pp)$	$D \approx 13.0$

In Fig. 20 zeigen wir nochmals die σ_m -Werte aus Fig. 16 für die Fälle ① , ② , ③ in Tabelle III und vergleichen sie mit den σ_m , die aus den Anpassungen der $|\chi|^2$ entstehen. Für die größte Eindringtiefe $D \approx 13.0$ Fermi stimmen sie im Bereich der guten Fits in Fig. 15 sehr gut überein, bis auf den Fall ③ in Fig. 20b. Wir stellen jedoch fest, daß für den Fall ① (Fig. 20a) σ_m von D abhängt: Mit wachsendem D konvergiert σ_m gegen die Werte aus Fig. 16. Würde man also nur kleine Kerne zum Anpassen verwenden, so bekäme man die größeren σ_m Werte.

Analog wiederholen wir in Fig. 21 σ_m aus Fig. 18 für die Kombinationen ④ , ⑤ , ⑥ und vergleichen sie mit σ_m aus den $|\chi|^2$ -Anpassungen. Wiederum stellen wir sehr gute Übereinstimmung bei kleineren m fest. Ferner ist hier keine bemerkenswerte D -Abhängigkeit für $m \lesssim 2.0$ GeV zu beobachten (Fig. 21a).

Daß die σ_m aus den beiden Anpassungsmethoden für beide Modelle bei größeren m auseinandergehen, hängt mit den dort bedeutungslosen Fits in Fig. 15 und 17 zusammen.

Referenzen

- [1] M.L. Good und W.D. Walker, Phys.Rev. 120 (1960) 1857.
- [2] S. Nissen-Meyer, Diplomarbeit, LM-Universität München, Sommersemester 1972.
- [3] R. Webb et al., Phys.Lett. 55B (1975) 336.
- [4] R. Webb et al., Phys.Lett. 55B (1975) 331.
- [5] J.W. Chapman et al., Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 257.
- [6] L. Stodolsky, Phys.Rev.Lett. 28 (1972) 60.
- [7] A. Białas und A. Kotanski, Acta Phys.Polon. B4 (1973) 659.
- [8] a) F.T. Dao et al., Phys.Lett. 45B (1973) 399, 402.
b) S.J. Barish et al., Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 1080.
c) J.C. Vander Velde, "Review talk, Vth Internat.Conf. High Energy Collisions", Stony Brook, N.Y. (1973).
- [9] V. Blobel et al., Beitrag zu der "2nd International Conference on Elementary Particles at Aix-en-Provence" (1973), paper 402.
- [10] a) R.M. Edelstein, Bericht auf dem "Topical Meeting on High-Energy Collisions involving Nuclei", Trieste, September 1974.
b) H. Scott, Ph.D. Thesis, University of Rochester, Rochester, N.Y. (1975).
- [11] a) L. Van Hove, Nucl.Phys. B46 (1972) 75.
b) L. Van Hove, Bericht auf der "5th International Conference on High-Energy Physics and Nuclear Structure", (Juni 1973) Uppsala, Schweden.
- [12] J.S. Bell, nicht veröffentlicht, jedoch enthalten in: K. Gottfried, Zakopane Schule 1972, Acta Phys.Polon. B3 (1972) 769.
- [13] J. Pumplin und M. Ross, Phys.Rev.Lett. 21 (1968) 1778.

- [14] V.A. Karmanov und L.A. Kondratynk, Zh. ETF Pis.Red. 18 (1973) 451. (J.E.T.P. Lett. 18 (1973) 266).
- [15] L.W. Jones et al., "Neutron Total Cross Sections on Nuclei from 30 to 270 GeV/c". University of Michigan Preprint UM HE 74-27 (August 1974).
- [16] P.V. Ramana Murthy, "Neutron Total Cross Sections on Nuclei at Fermilab Energies", University of Michigan Preprint UM HE 75-2.
- [17] W. Richter, Diplomarbeit, LM-Universität München, April 1972.
- [18] A. Brandt, Diplomarbeit, DESY Int. Bericht F1-72/3.
- [19] H.J. Mück et al., Phys.Lett. 39B (1972) 303.
- [20] H.J. Mück et al., "Proc. 4th Int.Conf. on High Energy Collisions, Oxford, Vol. 2," S. 117, 127 (1972).
- [21] P. Kobe et al., Nucl.Phys. B52 (1973) 109.
- [22] U. Idschok et al., Nucl.Phys. B53 (1973) 282.
- [23] U. Idschok et al., Nucl.Phys. B67 (1973) 93.
- [24] V. Blobel et al., Nucl.Phys. B67 (1973) 284.
- [25] H. Fesefeldt, Thesis, DESY Int. Bericht F1-73/11 (1973).
- [26] K. Böckmann et al., Beitrag zu der "2nd International Conference on Elementary Particles at Aix-en-Provence" (1973), paper 267.
- [27] V. Blobel et al., Nucl.Phys. B69 (1974) 454.
- [28] J. Benecke et al., Nucl.Phys. B76 (1974) 29.
- [29] V. Blobel et al., Bonn University Preprint. PIB 3-37 (1974).
- [30] H. Abarbanel et al., Ann. Phys. (NY) 73 (1972) 156.
- [31] G.F. Chew, S.D. Ellis, Phys.Rev. D6 (1972) 3330.
- [32] G.F. Chew, Phys.Rev. D7 (1973) 934, 3525.
- [33] S. Jones, D. Snider, Phys. Rev. D9 (1974) 242.

- [34] W. Burdett et al., Nucl. Phys. B48 (1972) 13.
- [35] R. Singer et al., ANL/NAL Preprint (1973) (nicht veröffentlicht).
- [36] a) W. Kittel, Vorträge auf "Conf. on High Energy Phys.", Spätind, Norwegen (1972) CERN Preprint D.Ph.II/Phys. 72-11.
 b) L. Van Hove, Proc. Internat. School of Subnuclear Phys., Erice (1972), CERN Preprint TH.1539.
- [37] K. Fiałkowski, Phys.Lett. 41B (1972) 379.
- [38] K. Fiałkowski, und H.I. Miettinen, Phys.Lett. 43B (1973) 61.
- [39] L. Van Hove, Phys.Lett. 43B (1973) 65.
- [40] P. Pirilä und P.V. Ruuskanen, Nuovo Cimento 15A (1973) 77.
- [41] C. Quigg und J.D. Jackson, NAL Preprint THY.-93 (1972) (nicht veröffentlicht).
- [42] R.G. Roberts und D.P. Roy, Phys. Lett. 46B (1973) 201.
- [43] W.R. Frazer, R.D. Peccei, S.S. Pinsky, C.I. Tan, Phys.Rev. D7 (1973) 2647.
- [44] H. Harari und E. Rabinovici, Phys.Lett. 43B (1973) 49.
- [45] Siehe z.B. Chan H.-M. et al., Nucl.Phys. B54 (1973) 411, auch für weitere Referenzen.
- [46] T. Lasinski et al., Nucl.Phys. B37 (1972) 1.
- [47] P. Schilling, Thesis, DESY Interner Bericht F1-70/3 (1970);
 $\pi^- p \rightarrow \pi^- (p \pi^0)$ und $\pi^- (n \pi^+)$ bei 11 GeV/c.
- [48] R.M. Edelstein, Phys.Rev. D5 (1972) 1073;
 $pp \rightarrow pN^*$ (1400, 1520, 1688, 2190) 6-30 GeV/c.
- [49] J.V. Allaby et al., Nucl.Phys. B52 (1973) 316;
 $pp \rightarrow pN^*$ (1400, 1520, 1688, 2190) bei 24 GeV/c.
- [50] Skandinavische Kollab. berichtet von H. Satz, "Proc. of Amsterdam Int. Conf. on Elementary Particles" (1971) 39;
 $pp \rightarrow p (\Delta^{++} \pi^-)$ bei 19 GeV/c.

- [51] Y. Antipov et al., Nucl.Phys. B63 (1973) 182.
- [52] a) K. Gottfried, Bericht auf der "5th International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure" (Juni 1973) Uppsala, Schweden.
K. Gottfried, Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 957.
K. Gottfried, Bericht auf dem "Topical Meeting on High-Energy Collisions involving Nuclei", Trieste, Sept. 1974.
b) W. Busza et al., Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 836.
- [53] R.J. Glauber, Vortrag "Lectures in Theoretical Physics" (Boulder Lectures) Vol. I (1958), 315.
- [54] D.R. Yennie, Vortrag "Hadronic Interactions of Electrons and Photons; Proc. of 11th Session of Scottish Universities Summer School in Physics 1970" (1971).
- [55] H. Alvensleben et al., Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 792.
- [56] A. Białyas und K. Zaleuski, Acta Phys.Polon. B4 (1973) 533.
- [57] G. Fäldt und P. Osland, Nucl.Phys. B87 (1975) 445.
G. Fäldt und P. Osland, Phys.Lett. B53 (1975) 419.
- [58] "Hamming Predictor-Corrector" Methode zur Lösung von gekoppelten linearen Dgln. erster Ordnung mit variabler Koeffizientenmatrix. Programm dazu findet man in IBM Application Programm, System /360 Scientific-Subroutine-Package (360A-CM-03X) Version III, Programmers Manual: Subroutine DHPCL nur für reelle Gleichungssysteme.

Tabelle I: Wirkungsquerschnitte für feste Anzahl geladener Teilchen und mittlere Anzahl geladener Teilchen

	Inelastische Wirkungsquerschnitte [mb]		Nicht-seltene, einfache diffraktive Wirkungsquer- schnitte [mb], kein t-Schnitt		Nicht-seltene, einfache diffraktive Wirkungsquer- schnitte [mb], $0 < -t < 0.6 \text{ GeV}^2$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2 prongs	12.70 ± 0.25	8.70 ± 0.25	4.40 ± 0.39	3.56 ± 0.32	3.90 ± 0.30	3.17 ± 0.24
4 prongs	13.20 ± 0.1	12.55 ± 0.07	3.44 ± 0.20	3.61 ± 0.34	2.91 ± 0.11	2.96 ± 0.17
6 prongs	3.45 ± 0.04	6.71 ± 0.07	0.38 ± 0.04	1.09 ± 0.12	0.28 ± 0.01	0.74 ± 0.03
8 prongs	0.381 ± 0.012	2.175 ± 0.038	0.016 ± 0.003	0.22 ± 0.05	0.012 ± 0.001	0.113 ± 0.006
10 prongs	0.013 ± 0.002	0.404 ± 0.015	0.0014 ± 0.0010	0.028 ± 0.008	0.0006 ± 0.0002	0.015 ± 0.001
Summe	29.77 ± 0.23	30.59 ± 0.23	8.24 ± 0.60	8.51 ± 0.79	7.10 ± 0.40	7.00 ± 0.41
Seltene Teilchen- Produktion	2.24 ± 0.09	4.30 ± 0.18	Mittlere Anzahl geladener Teilchen			
$\langle N_{ch} \rangle$	3.43 ± 0.03	4.25 ± 0.03	3.03 ± 0.055	3.54 ± 0.074	2.99 ± 0.045	3.38 ± 0.052

Erklärungen zu den Abbildungen

Fig. 2:

- a.) Das oberste Histogramm (gestrichelt) ist das inklusive Spektrum $d\sigma/dM_X^2$ für die inelastische inklusive Reaktion $p+p \rightarrow p+X$ bei 12 und 24 GeV/c, aufgetragen gegen die invariante Masse zum Quadrat M_X^2 des Systems X. Die weiteren zwei Histogramme bei jeder Energie stellen die Verteilungen der angeregten Massenaus Ereignissen dar, die als diffraktiv ausgewählt worden sind, und zwar ohne t-Schnitt (durchgezogen) und mit dem t-Schnitt $0 < -t < 0.6 \text{ GeV}^2$ (gestrichelt).
- b.) Die Restverteilung, die durch Abziehen der diffraktiven Verteilung mit t-Schnitt in a.) von dem inklusiven Proton-Spektrum entstanden ist.

Fig. 3: Longitudinale Rapiditätskonfiguration die

- a.) dem Kriterium A, und
 b.) dem Kriterium B (Anhang A) entspricht.
 c.) Das Spiegelbild von b.) mit dem π^- weit nach "links", das wir bei unserer Auswahl vernachlässigen müssen.

Fig. 4: Invariante $(p\pi^+)$ -Massen-Verteilungen für

- a.) alle Protonen in der Rückwärts-CMS-Hemisphäre,
 b.) diejenigen Protonen, die sich am linken Ende der Rapiditätskette befinden (wobei alle einzeln bekannten Rapiditäten berücksichtigt werden, d.h. alle bis auf y_{eff}^0), und
 c.) alle als nichtangeregt identifizierten Protonen in diffraktiven Ereignissen.

Für Ereignisse mit mehreren π^+ wurden alle Kombinationen mit dem Proton berücksichtigt.

Fig. 5: Verteilungen der Rapiditätslücke, die neben dem Proton des Histogramms b) in Fig. 4 liegt, und jener (schraffiert), die neben dem Proton des Histogramms c) in Fig. 4 liegt.

Fig. 6: Die Beiträge zu den diffraktiven Verteilungen in Fig. 2a, die von fester geladener Multiplizität (= Prongs) herrühren.

Fig. 7: Die invarianten diffraktiven Wq.e (integriert über $0 < -t < 0.6 \text{ GeV}^2$) $s d\sigma^{\text{diff}}/dM_X^2$ bei 12 (gestrichelt) und 24 (durchgezogen) GeV/c gegen M_X^2/s aufgetragen. Die Kurven sind aus Tripel-Regge-Fits an dieselben Proton-Proton Daten und ISR-Daten [9] entnommen.

Fig. 8: Die Punkte geben die mittlere Anzahl geladener Teilchen im diffraktiv angeregten System $\langle N_{\text{ch}}(M_X^2) \rangle$ als Funktion von M_X^2 für unsere ausgewählten Ereignisse und für 205 GeV/c [8b]. Für 205 GeV/c nehmen wir an, daß alles unterhalb 20 GeV^2 diffraktiv ist. Die Kurven zeigen den Verlauf der assoziierten Multiplizität des Systems X aller inelastischen inklusiven Reaktionen $p+p \rightarrow p+X$ bei 12 (gestrichelt) und 24 (durchgezogen) GeV/c als Funktion der Masse zum Quadrat vom System X.

Fig. 9: Die Steigungsparameter b und c für diffraktive Produktion als Funktion von M_X^2 . Sie wurden durch "Maximum-Likelihood-Fits" von $d\sigma^{\text{diff}}/dt' dM_X^2 \propto \exp(b t' + c t'^2)$ an die diffraktiven Daten im Bereich $0.025 < -t' < 0.4 \text{ GeV}^2$ bestimmt, wobei $t' = t - t_{\text{Min}}(M_X^2)$ (siehe Text). Die c-Skala (rechts) ist 10 mal der b-Skala (links).

Fig. 10: Das Vorwärtsspektrum für Anregung des Projektils allein bei 24 GeV/c, gewonnen durch Extrapolation der exponentiellen Parametrisierung (III.6) (Fig. 9) bis zu $t' = 0$. Die Kurve ist eine per Hand gezeichnete Approximation an $d\sigma^{\text{diff}}(t'=0)/dt' dM_X^2$, deren Genauigkeit für unsere Zwecke genügt.

Fig. 11:

- a.) Produktions-Wq.e für die Reaktion $p+A \rightarrow (p\pi^0) + A$ in der Vorwärtsrichtung für die Massenbereiche von $(p\pi^0)$: 1.3 - 1.5 GeV (obere Punkte) und 1.5 - 2.0 GeV (untere Punkte). Die Kurven sind Einstufen-Vorhersagen mit den angegebenen Werten für $\sigma_{p^*N} \Rightarrow \sigma_m$:
die durchgezogenen haben einen endlichen aber kleinen Realteil der

elastischen ($p\pi^0$)-Nukleon-Amplituden und die gestrichelten (mit $\sigma_{p^*N} = 35 \text{ mb}$) sind ohne diesen Realteil. Alle Einstufen-Berechnungen sind auf die Datenpunkte am Kern C normiert (aus Ref. [10b]).

b.) Analoge Wq.e $d\sigma/dt' dM$ für die Reaktion $p+A \rightarrow (p\pi^+\pi^-) + A$ an den Kernen Be, C, Al, Ti, Cu, Ag, Ta, Pb und U. Die Kurven stellen die Einstufen-Anpassungen an die Daten in den angegebenen Massenbereichen dar. Die entsprechenden Werte für $\sigma_1 =$ unserem σ_m sind auch gezeigt. In dieser Analyse wurde die Normierung C_0 von $d\sigma/dt' dM$ variiert. Es wurde ferner ein endlicher fester Realteil der elastischen Streuamplitude des Systems p^* an Nukleonen ange-
setzt ($\alpha = \text{Re } f / 2m f = -0.2$) (aus Ref. [10a]).

Für beide Analysen in Fig. 11a und b wurde für elastische Proton-Nukleon Streuung $\alpha = -0.2$ gesetzt.

Fig. 12: Produktions-Wq.e $d\sigma(t'=0)/dt' dm$ gegen A aufgetragen für die Anregungsmassen $m = 1.1$ bis 3.4 GeV in Schritten von 0.1 GeV . Die Kreise sind die aus dem diagonalen Mehrstufen-Modell (III.20) und (III.23) berechneten Wq.e. Die Kreuze sind die analogen Wq.e aus dem Einstufen-Modell, angepaßt an die Kreise mit σ_m als einzigen freien Parameter, wie im Text beschrieben.

Fig. 13: Der Anpassungsparameter σ_m , als Funktion von m , der aus den in Fig. 12 gezeigten Fits entsteht (durchgezogene Kurve). Die gestrichelte Linie ist der totale Proton-Proton Wq., der in das diagonale Modell eingesetzt wurde (Gl. (III.23)).

Fig. 14: Die zwei Funktionen $\Lambda_{1,2}$, die in den nichtdiagonalen Mehrstufen-Modellen verwendet werden. Die vertikale Skala ist so, daß
$$\int_{-\infty}^{\infty} \Lambda_i(m) dm = 1.$$

Fig. 15 a-d: Genau analog zu Fig. 12 mit dem Kontinuumsmodell (Kreise) an Stelle des diagonalen Mehrstufen-Modells (Einstufen-Anpassungen: Kreuze) und mit folgenden (Λ, σ_1) -Kombinationen:

- a) $\Lambda = \Lambda_1, \sigma_1 = \sigma(pp)$
- b) $\Lambda = \Lambda_2, \sigma_1 = \sigma(pp)$
- c) $\Lambda = \Lambda_1, \sigma_1 = 2 \sigma(pp)$
- d) $\Lambda = \Lambda_2, \sigma_1 = 2 \sigma(pp)$

Fig. 16a, b: Der Parameter σ_m aus den Anpassungen in Fig. 15a-d, aufgetragen gegen m , für a) Λ_1 und b) Λ_2 , jeweils mit den angegebenen σ_1 -Werten. Die Punkte mit Fehlerbalken in b) sind die σ_m -Werte aus Tabelle II.

Fig. 17a-e: Genau analog zu Fig. 12 mit Bells Modell (Kreise) an Stelle des diagonalen Mehrstufen-Modells (Einstufen-Anpassungen: Kreuze), und mit folgenden $(\Lambda, \sigma_1, \sigma_2)$ -Kombinationen:

- a) $\Lambda_1; \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma(pp)$
- b) $\Lambda_1; \sigma_1 = \sigma(pp), \sigma_2 = 2 \sigma(pp)$
- c) $\Lambda_1; \sigma_1 = 1.5 \sigma(pp), \sigma_2 = 2 \sigma(pp)$
- d) $\Lambda_2; \sigma_1 = \sigma(pp), \sigma_2 = 2 \sigma(pp)$
- e) $\Lambda_2; \sigma_1 = 1.5 \sigma(pp), \sigma_2 = 2 \sigma(pp)$

Fig. 18a, b: Der Parameter σ_m aus Anpassungen wie in Fig. 17a-e, aufgetragen gegen m für a) Λ_1 und b) Λ_2 , jeweils mit den angegebenen (σ_1, σ_2) -Werten. Die Datenpunkte in b) sind die Werte aus Tabelle II.

Fig. 19: Produktionswq.e $d\sigma/dt' dm$ gegen A aufgetragen für Anregungsmassen $m = 1.1 - 4.5$ GeV, um die Genauigkeit unserer Approximationen an die Massenintegrale in Gl. (III.15) zu prüfen. Sie gehen aus dem Kontinuumsmodell ($\Lambda = \Lambda_1, \sigma_1 = \sigma(pp)$) mit 35 Massenbins (Kreise) und 70 Massenbins (Kreuze) (s. Anhang C.iii) hervor.

Fig. 20:

a.) Anpassungsparameter σ_m gegen m aufgetragen.

Die Punkte gehen dieses Mal aus Anpassungen der Einstufen-Wellenfunktion $|\chi|^2$ an die entsprechende aus dem Kontinuumsmodell mit $(\Lambda_1, \sigma(pp))$ für verschiedene Eindringtiefen D in Kernmaterie hervor.

Zum Vergleich zeigen wir σ_m aus Fig. 16a (auch für $(\Lambda_1, \sigma(pp))$) als gestrichelte Kurve.

- b.) σ_m aus Anpassungen der Wellenfunktionen $|\chi|^2$ aneinander für die größte Eindringtiefe aus a.) Punkte) verglichen mit den entsprechenden σ_m aus Fig. 16b (Kurven) (s. Anhang D).

Fig. 21:

- a.) Analog zu Fig. 20a für Bells Modell und $\Lambda = \Lambda_1, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma(pp)$
 b.) Analog zu Fig. 20b für Bells Modell und für die angegebenen $(\Lambda, \sigma_1, \sigma_2)$ Kombinationen (s. Anhang D).

Fig. 22: Der "inelastische Schatten bei elastischer Nukleon-Kern-Streuung" δ_{inel} als Funktion von A. Die jeweils 4 Punkte an den elf Kernen von A = 15 bis A = 238 sind die aus den drei Mehrstufen-Modellen und aus der Zweistufen-Näherung berechneten Werte für δ_{inel} (die "Punkte" für die Zweistufen-Näherung sind in der Form von Strichen um Unsicherheiten des Kernradius anzudeuten). Die vier Datenpunkte (Fehlerbalken) an den Kernen C, Al, Cu und Pb sind entsprechende Daten aus Ref. [16] .

$$p + p \rightarrow p + X$$

12 GeV/c

24 GeV/c

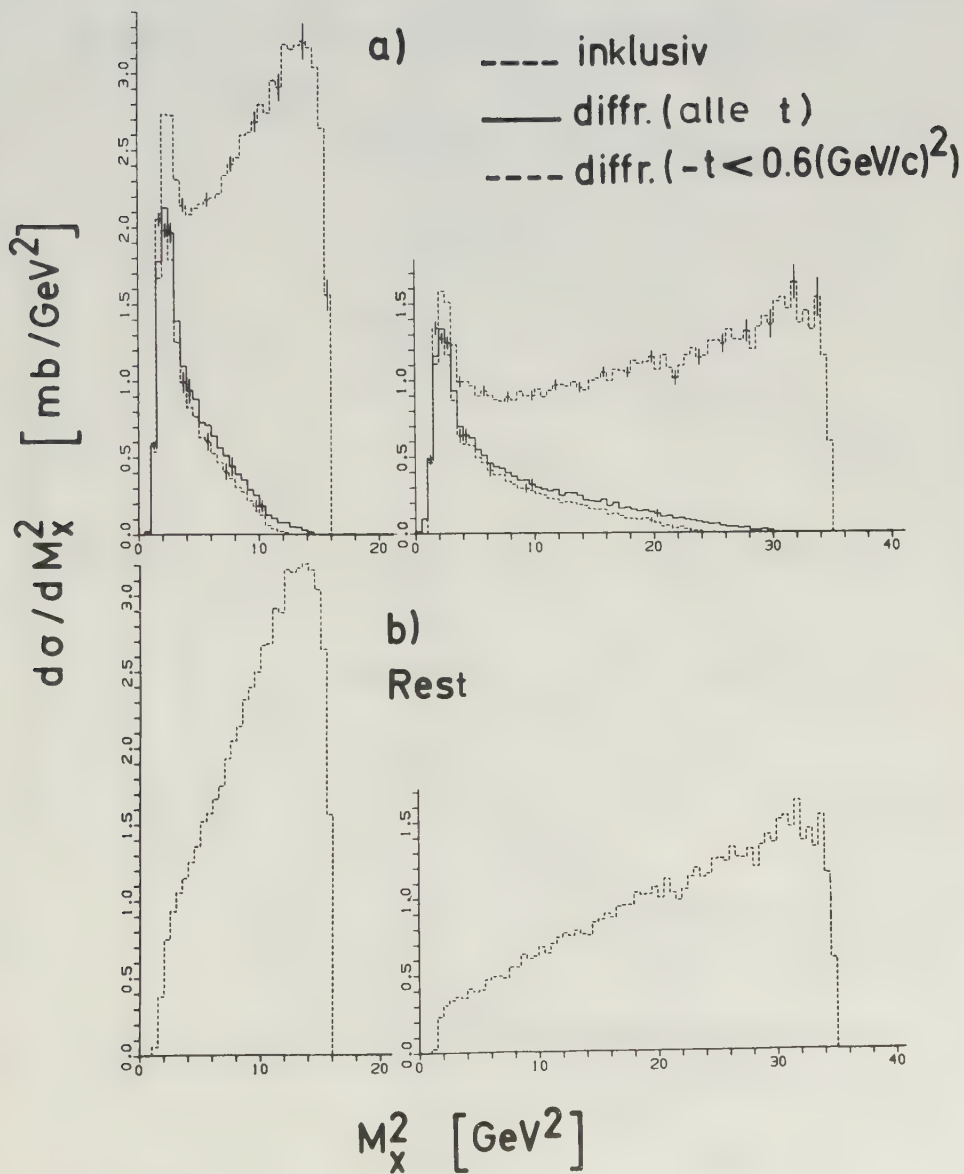


Fig. 2

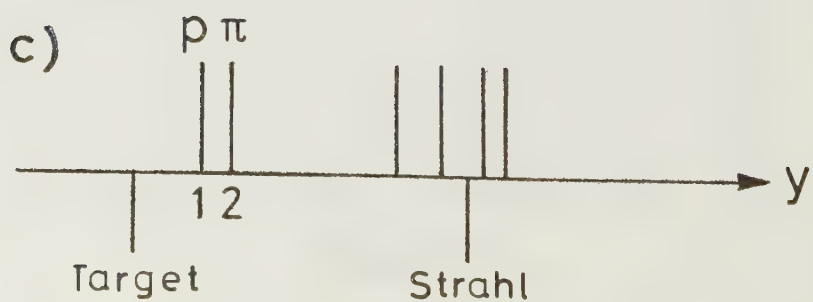
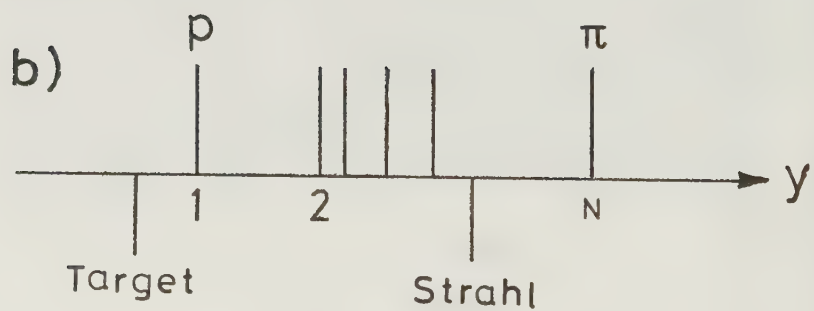
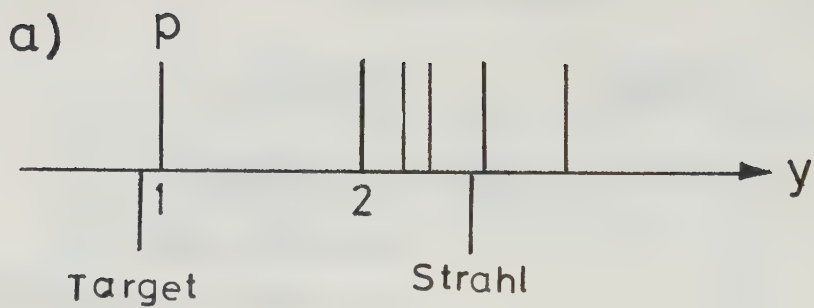


Fig. 3

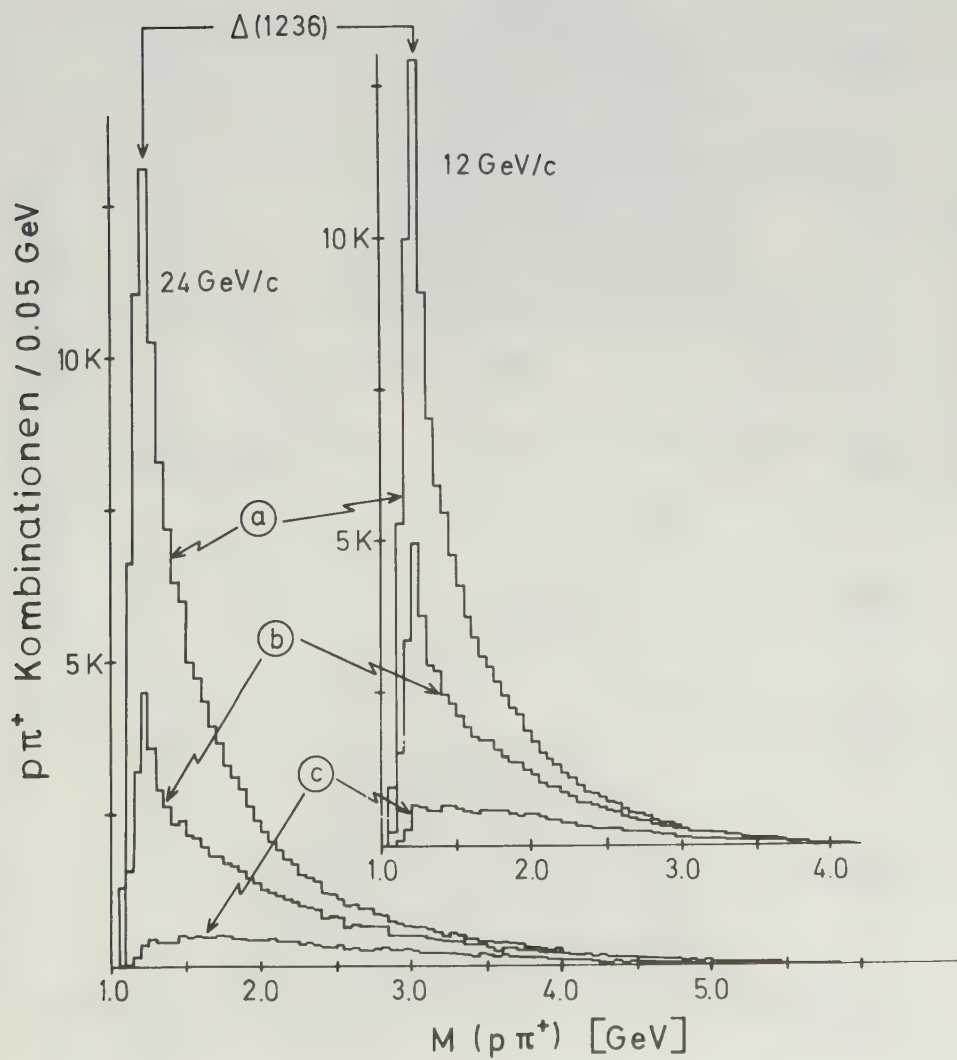


Fig. 4

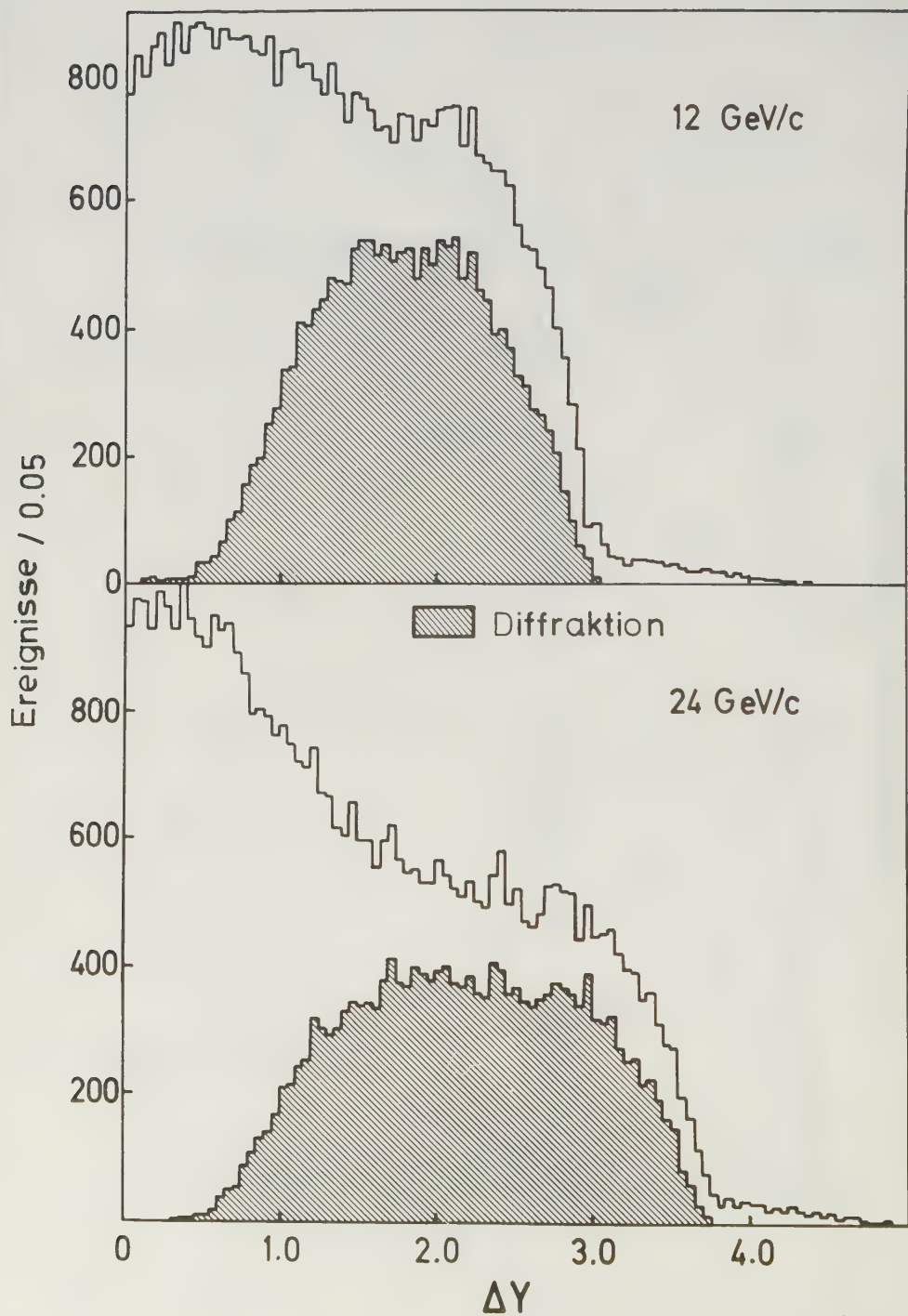


Fig. 5

$$p+p \rightarrow p+X$$

12 GeV/c

24 GeV/c

$\frac{d\sigma}{dM_X^2}$ [mb / GeV²]

2 prongs

— diffractive Selektion
alle t
--- diffractive Selektion
 $0 < -t < 0.6$ GeV²

4 prongs

6 prongs

8 prongs

M_X^2 [GeV²]

Fig. 6

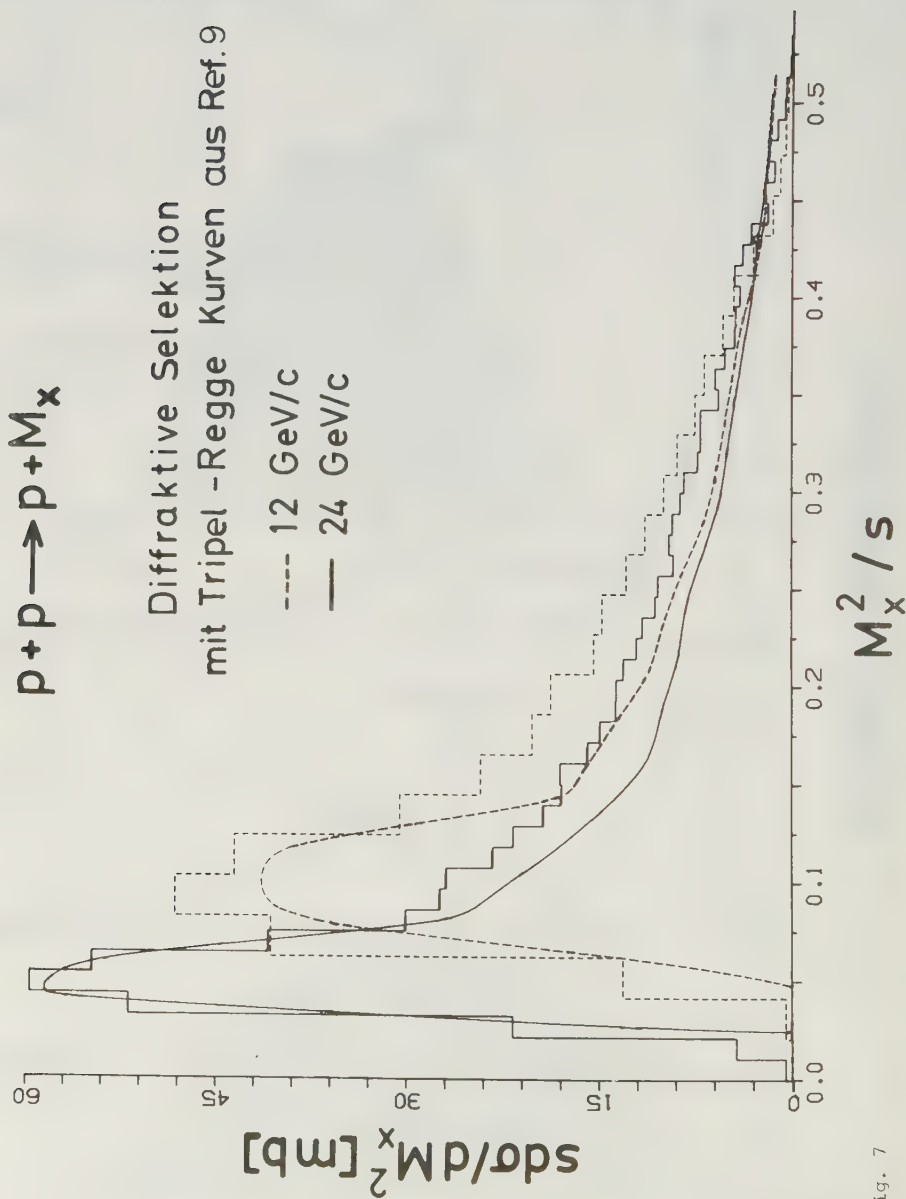


Fig. 7

$$p + p \longrightarrow p + X$$

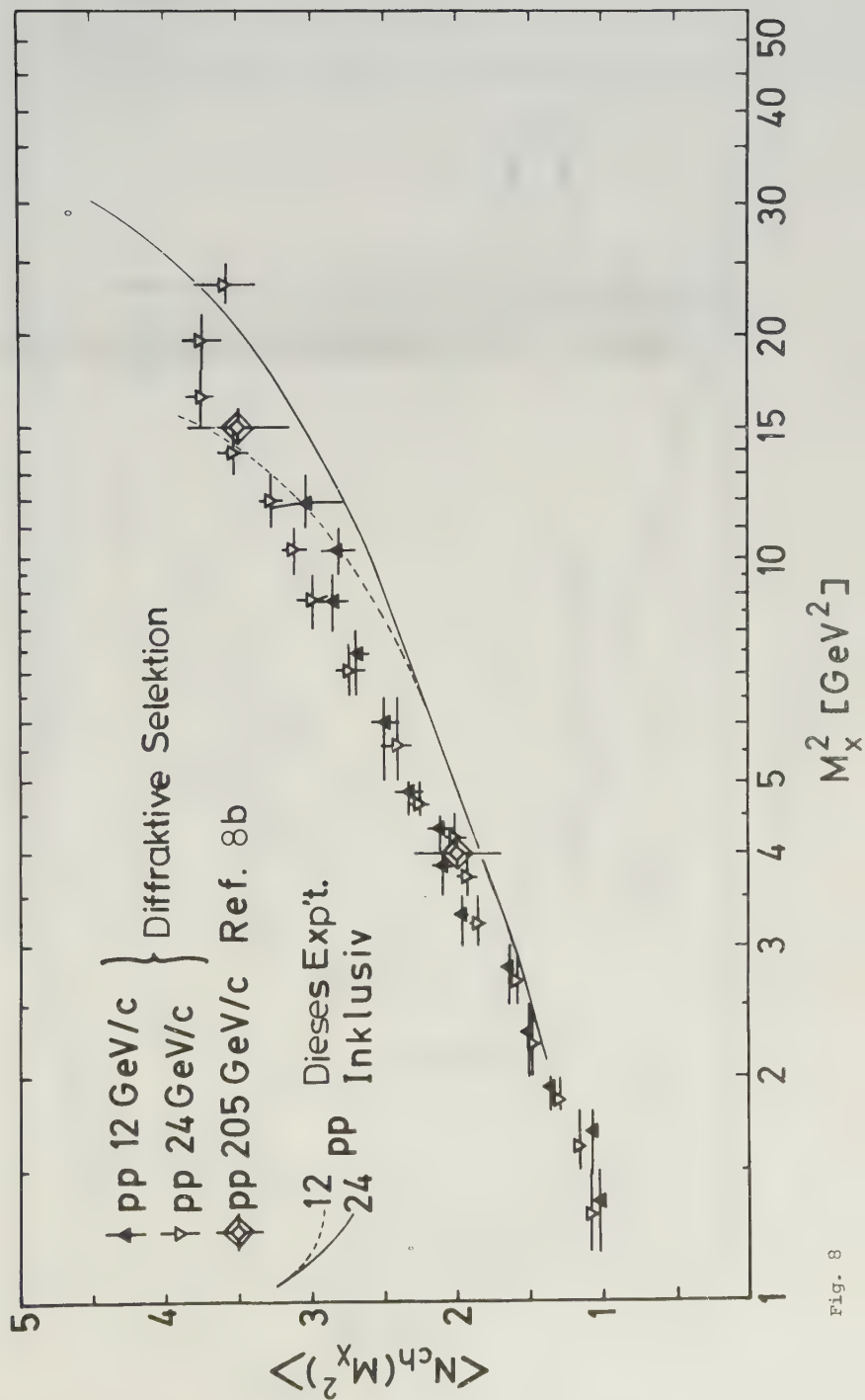


Fig. 8

$$p + p \rightarrow p + X$$

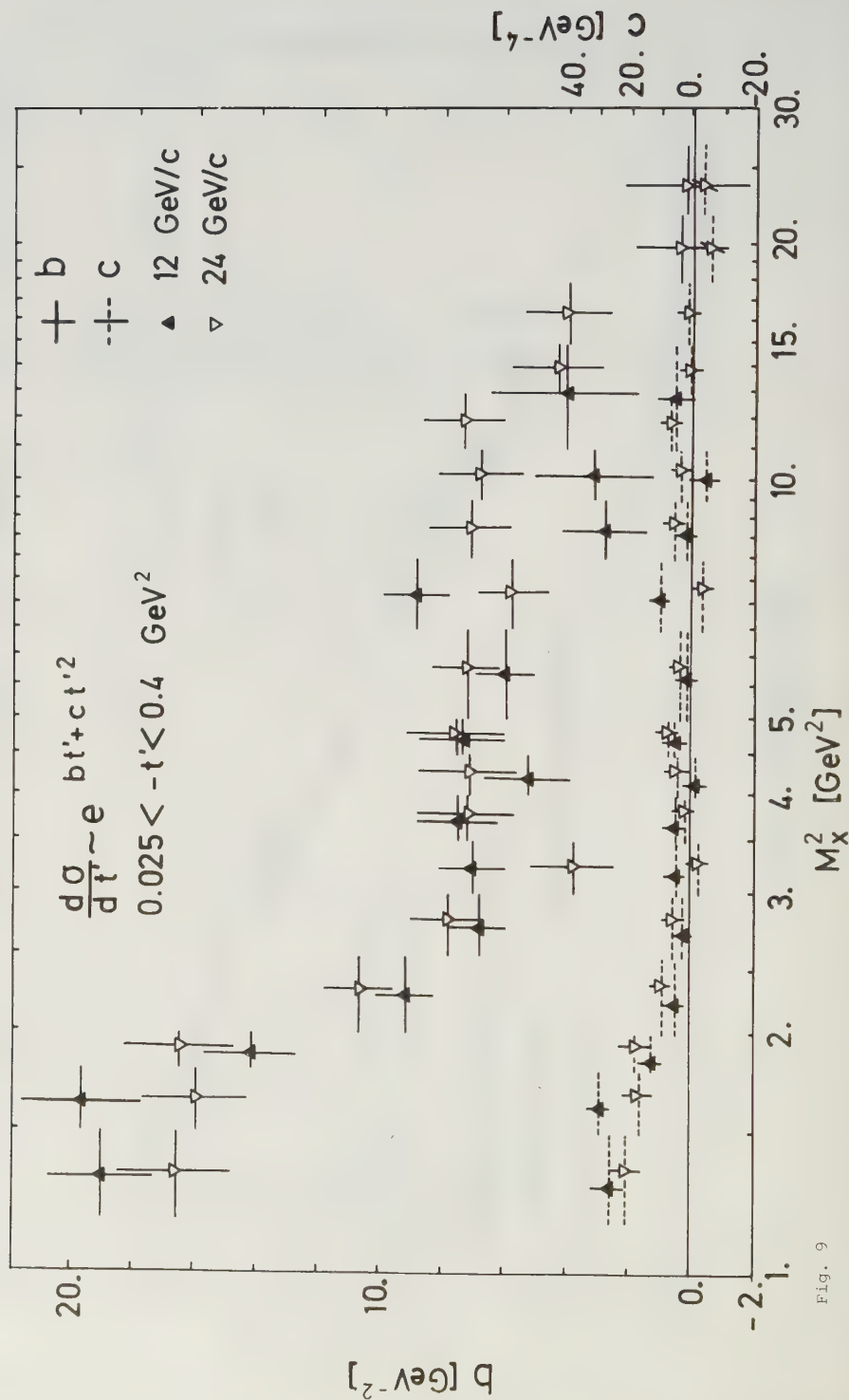


Fig. 9

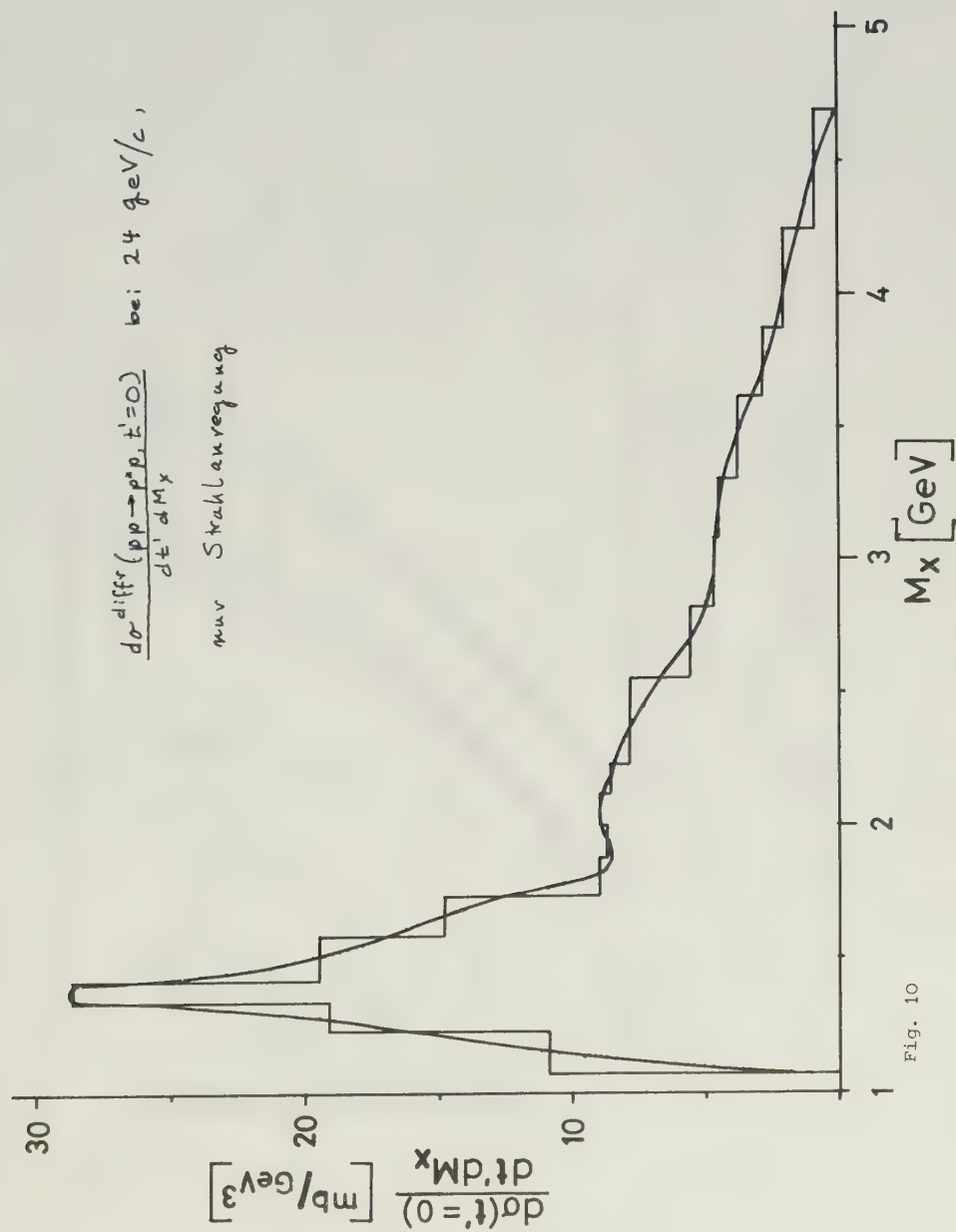


Fig. 10

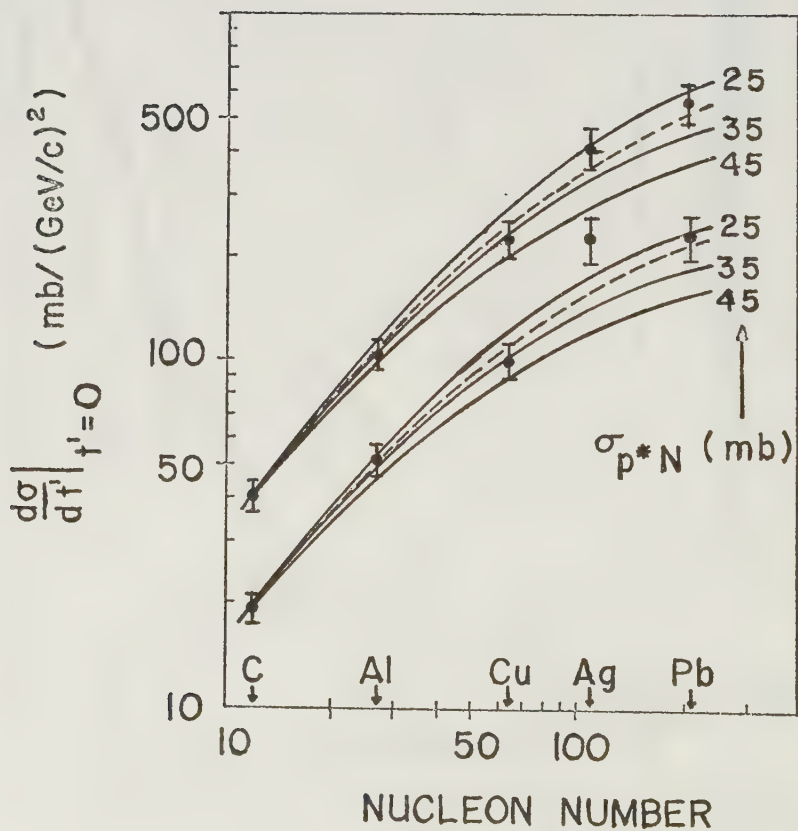
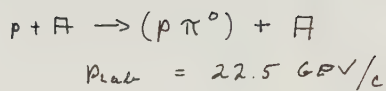


Fig. 11a

$p + A \rightarrow (p\pi^+\pi^-) + A$ at 22.5 GeV/c
 $\alpha = -0.2$

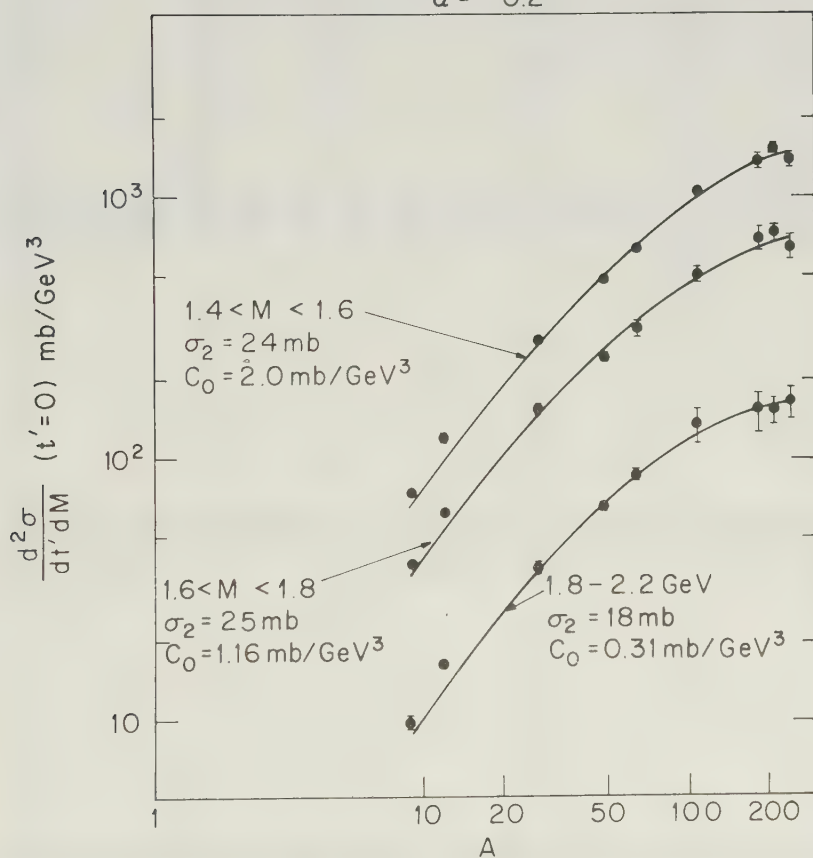
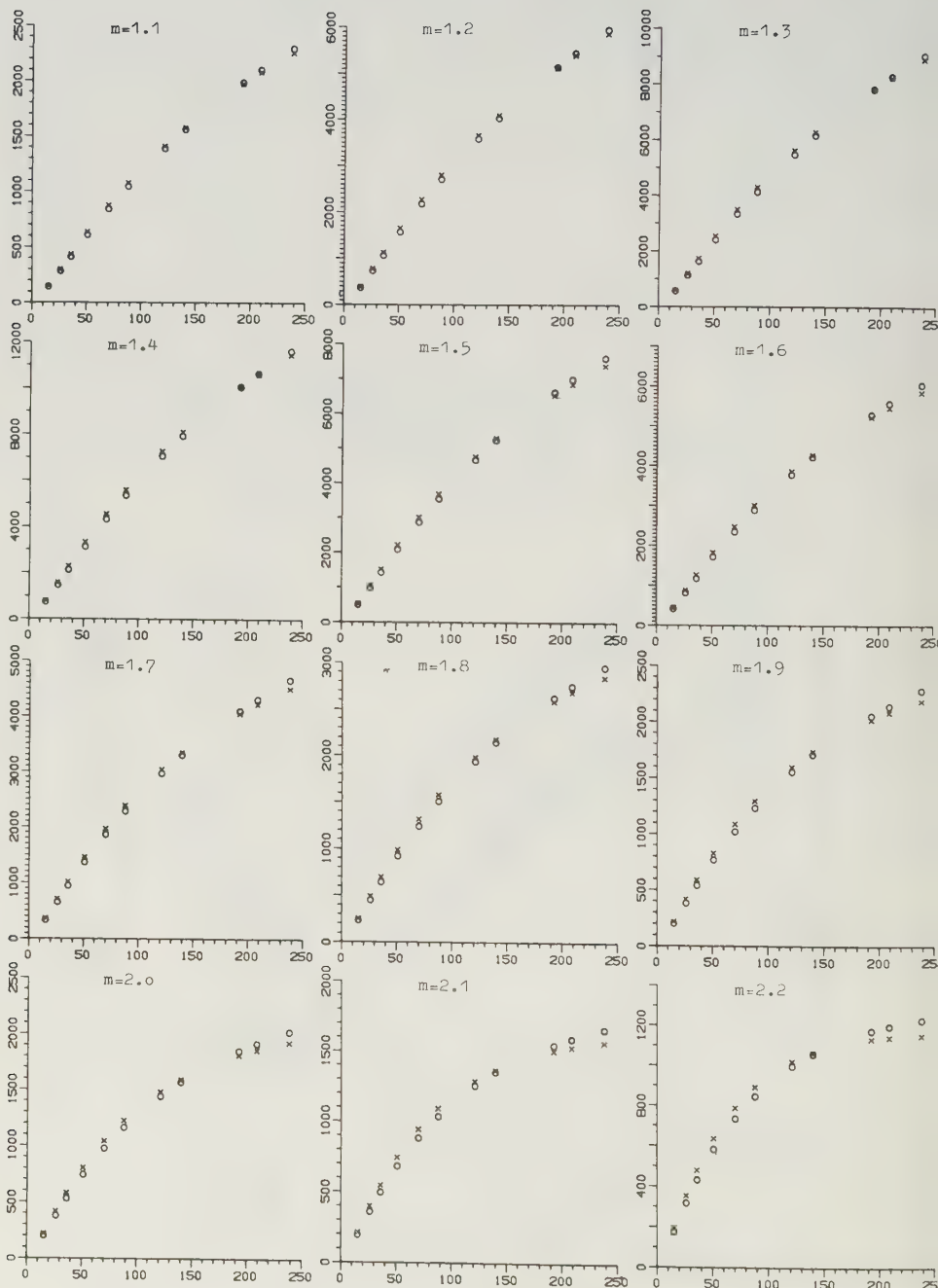
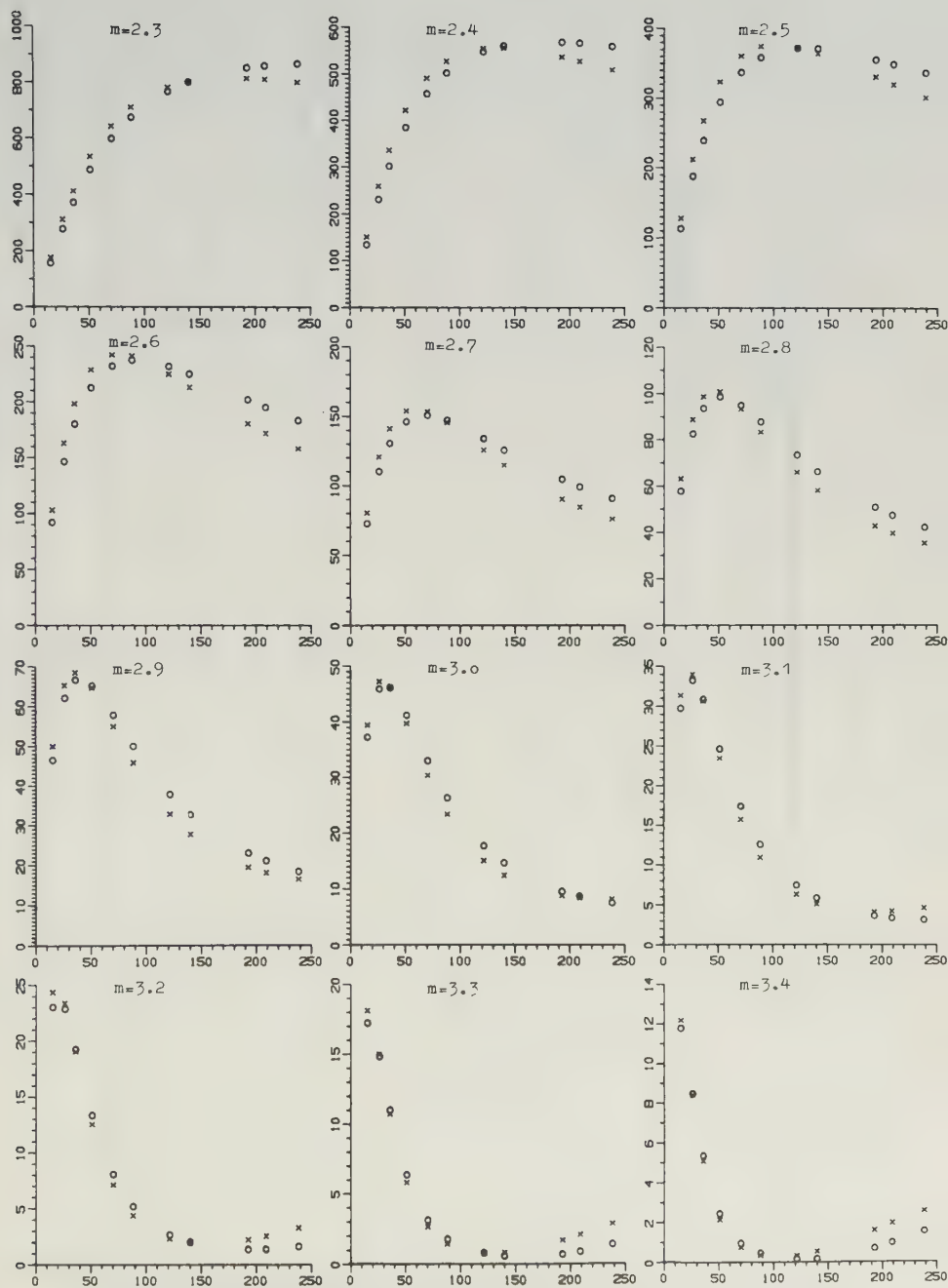


Fig. 11b

$$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$



$$d\sigma(t'=0)/dt' dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$


- : σ_m aus Anpassung des Einstufen Modells
an das diagonale Mehrstufen Modell.
- : Der in das diagonale Mehrstufen Modell eingesetzte
Wert: $\sigma_m = \sigma(pp)$.

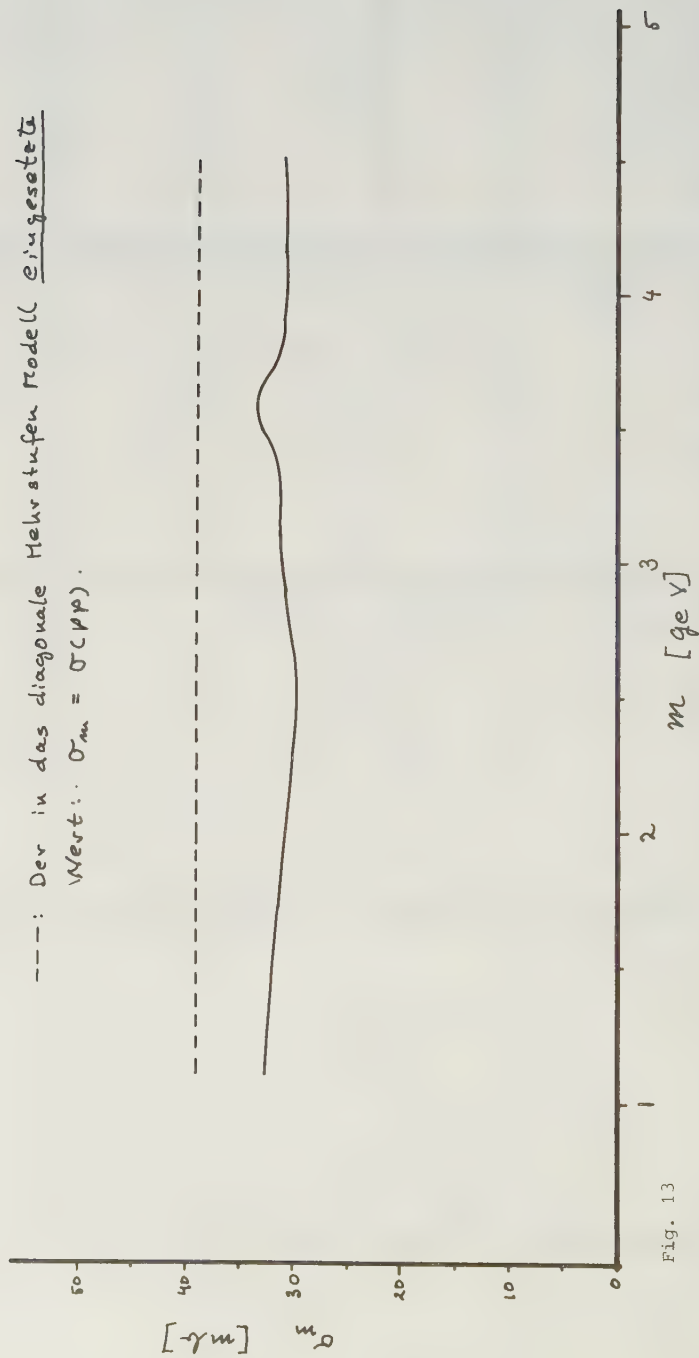


Fig. 13

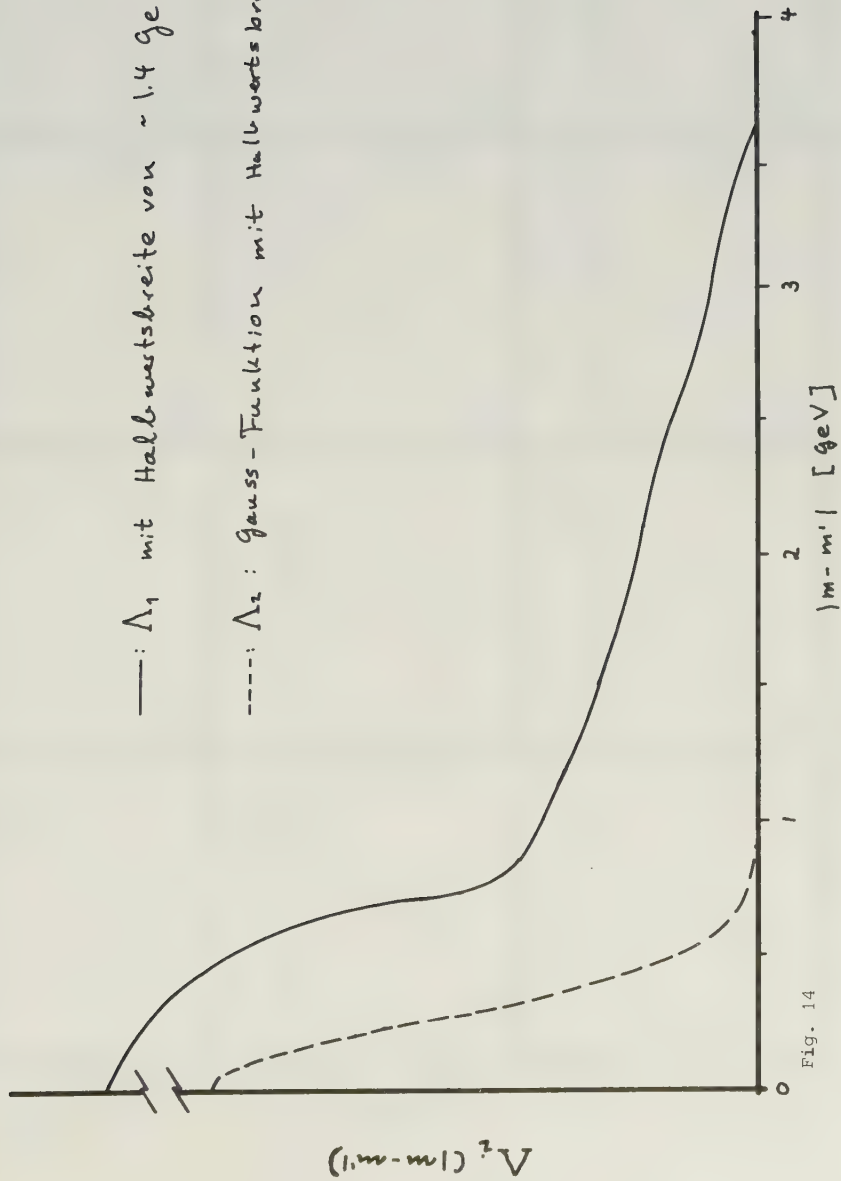


Fig. 14

—: Λ_1 mit Halbwertsbreite von $\sim 1.4 \text{ GeV}$

----: Λ_2 : Gauss-Funktion mit Halbwertsbreite $\sim 0.6 \text{ GeV}$

$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$

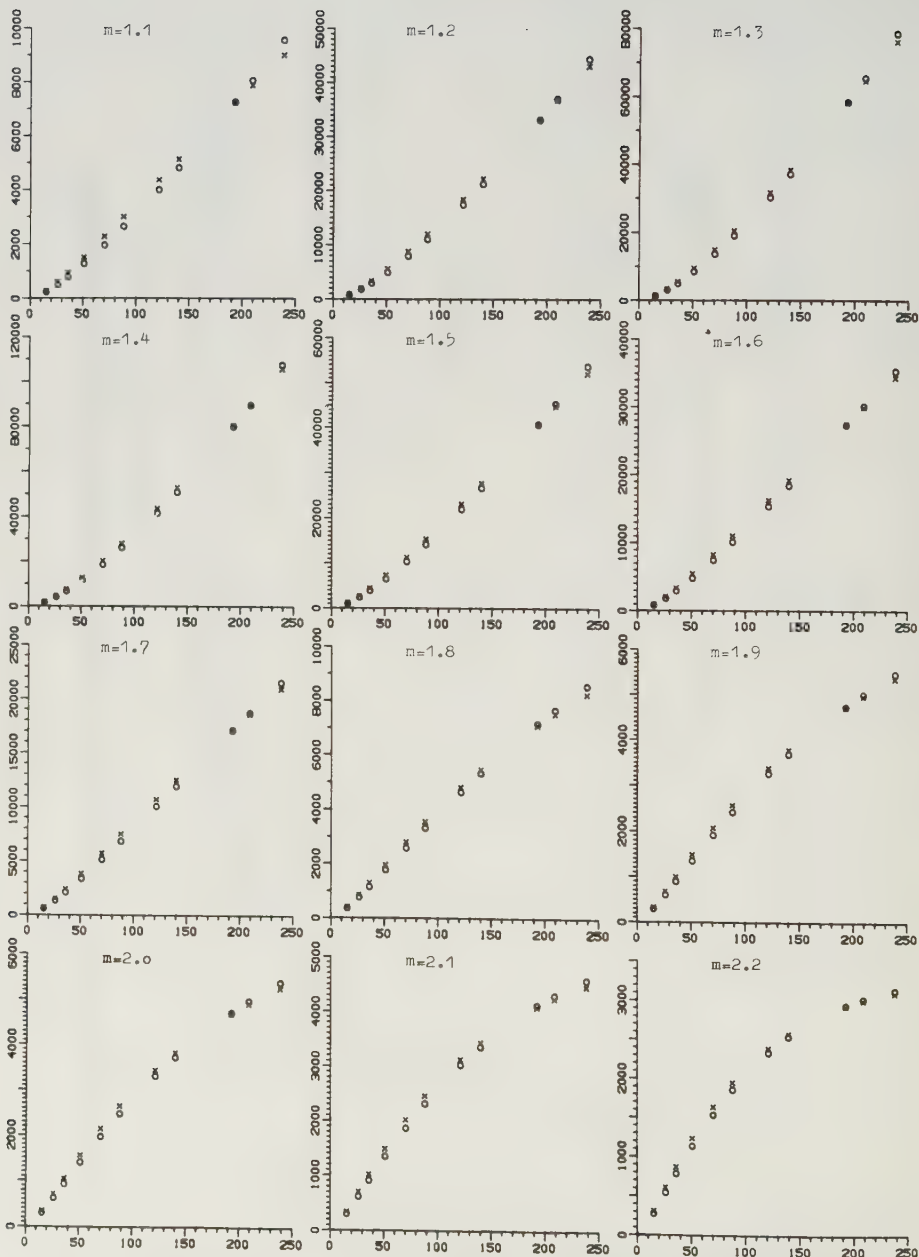


Fig. 15a

$d\sigma(t'=0)/dt'dm^3$ [mb/GeV³]

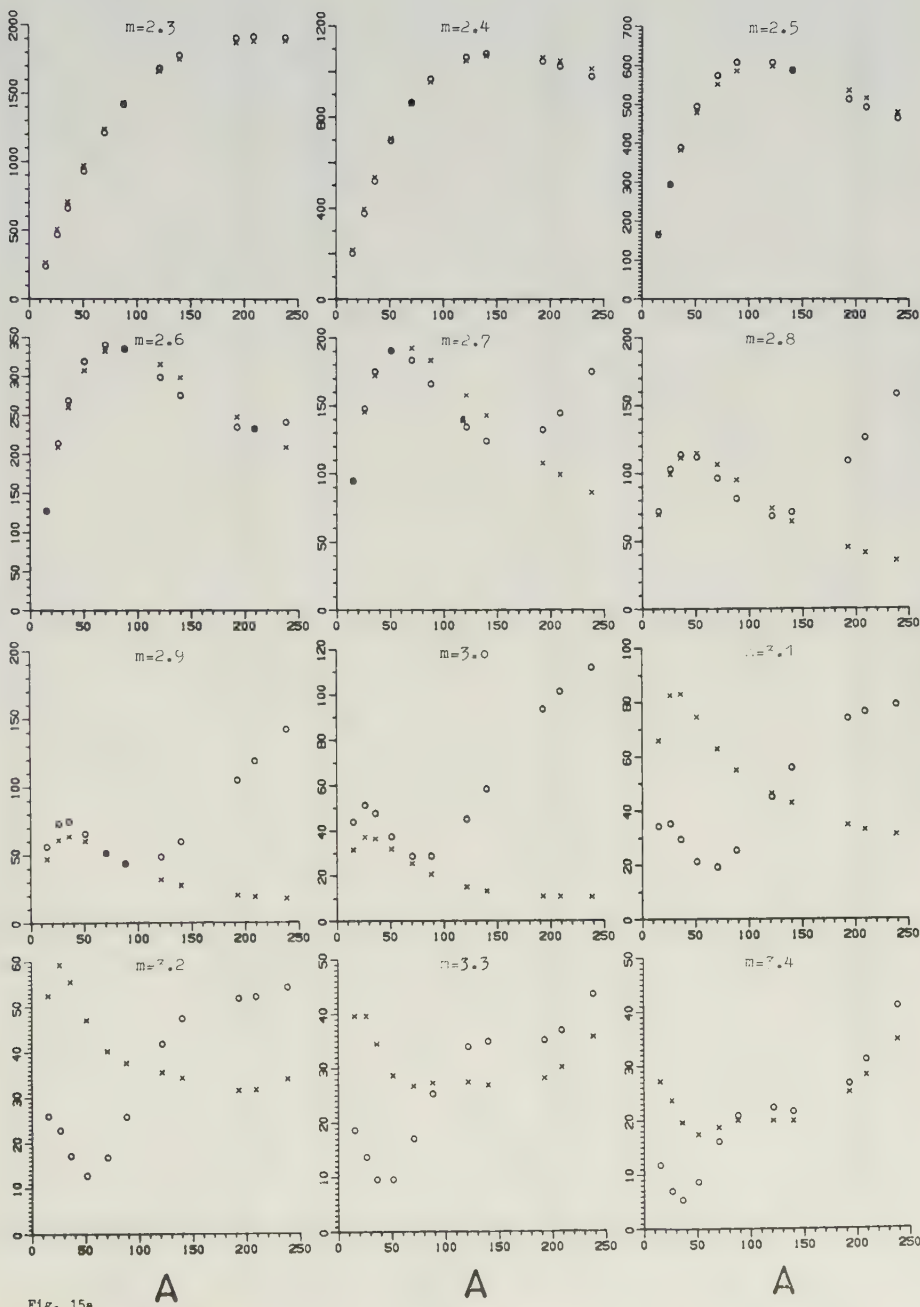
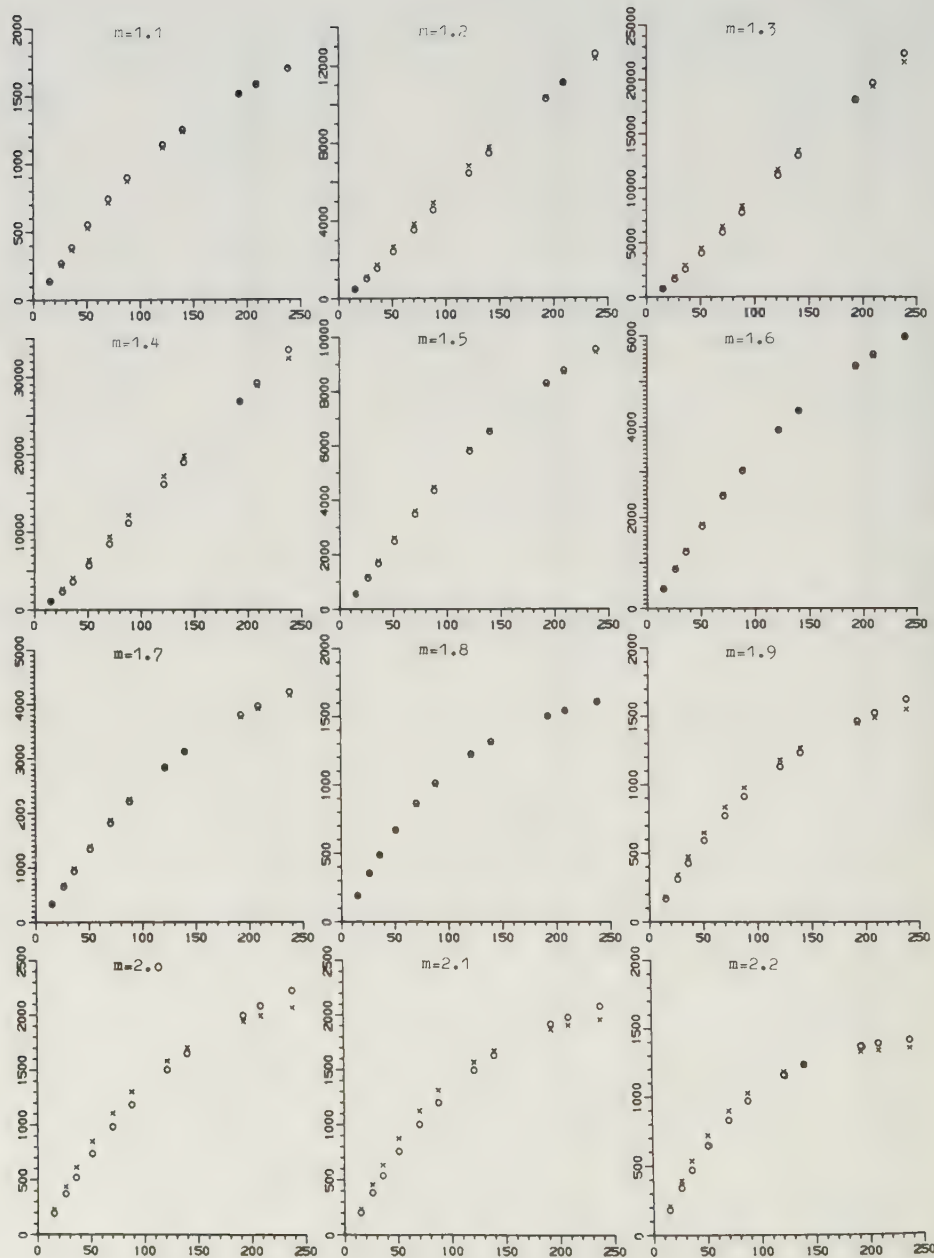


Fig. 15a

$d\sigma(t'=0)/dt'dm$ [mb/GeV³]



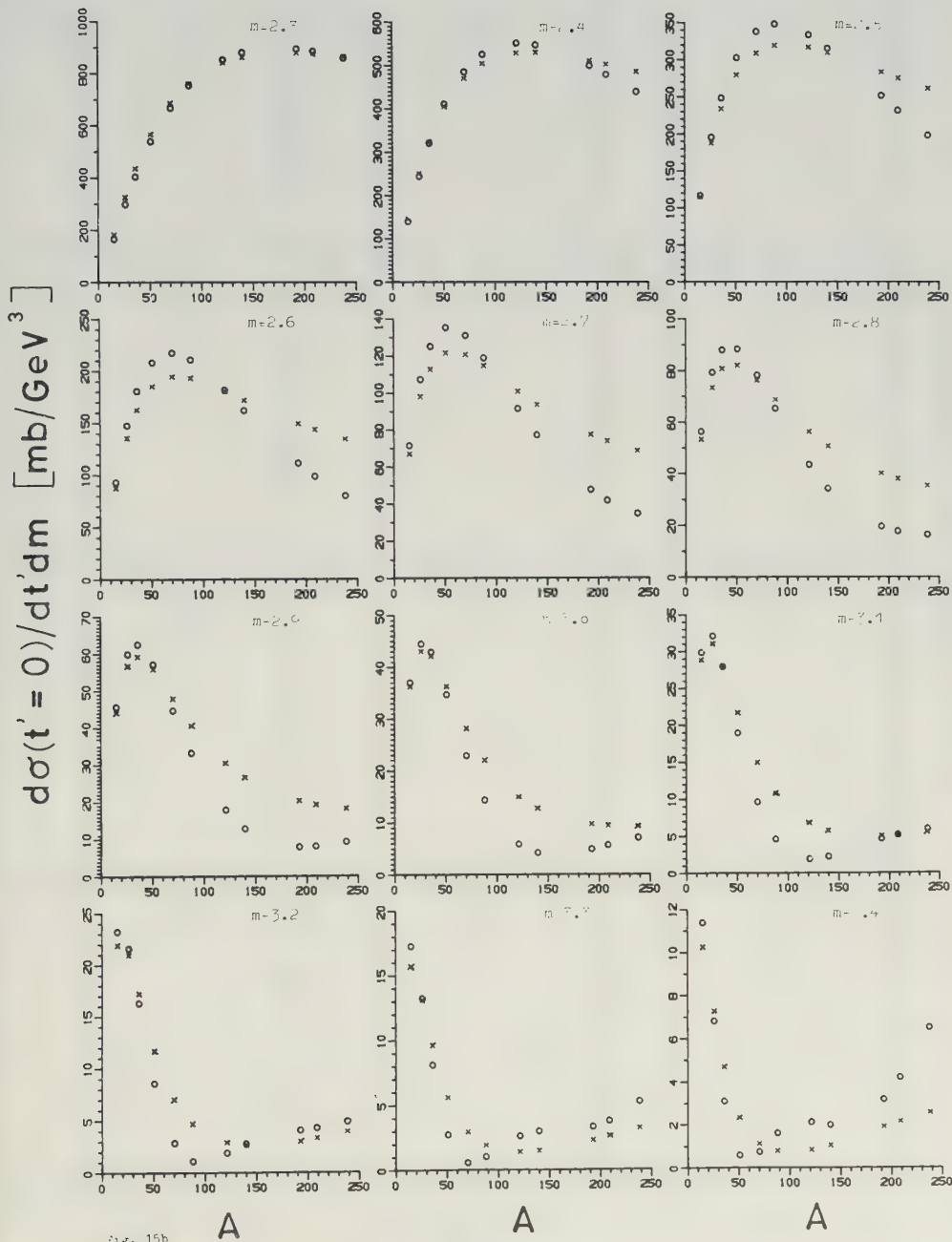
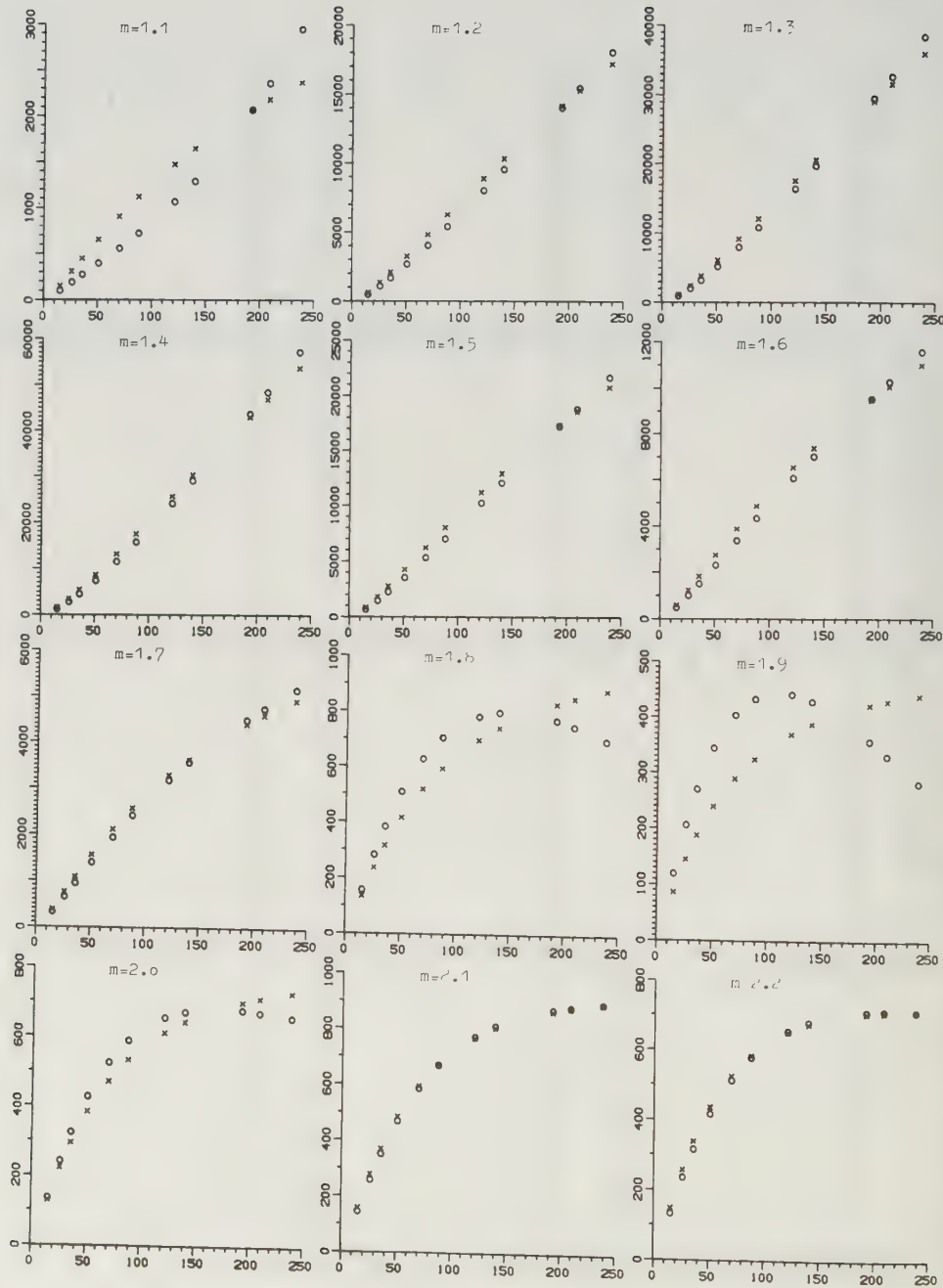


Fig. 15b

$$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$


$$d\sigma(t=0)/dt dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$

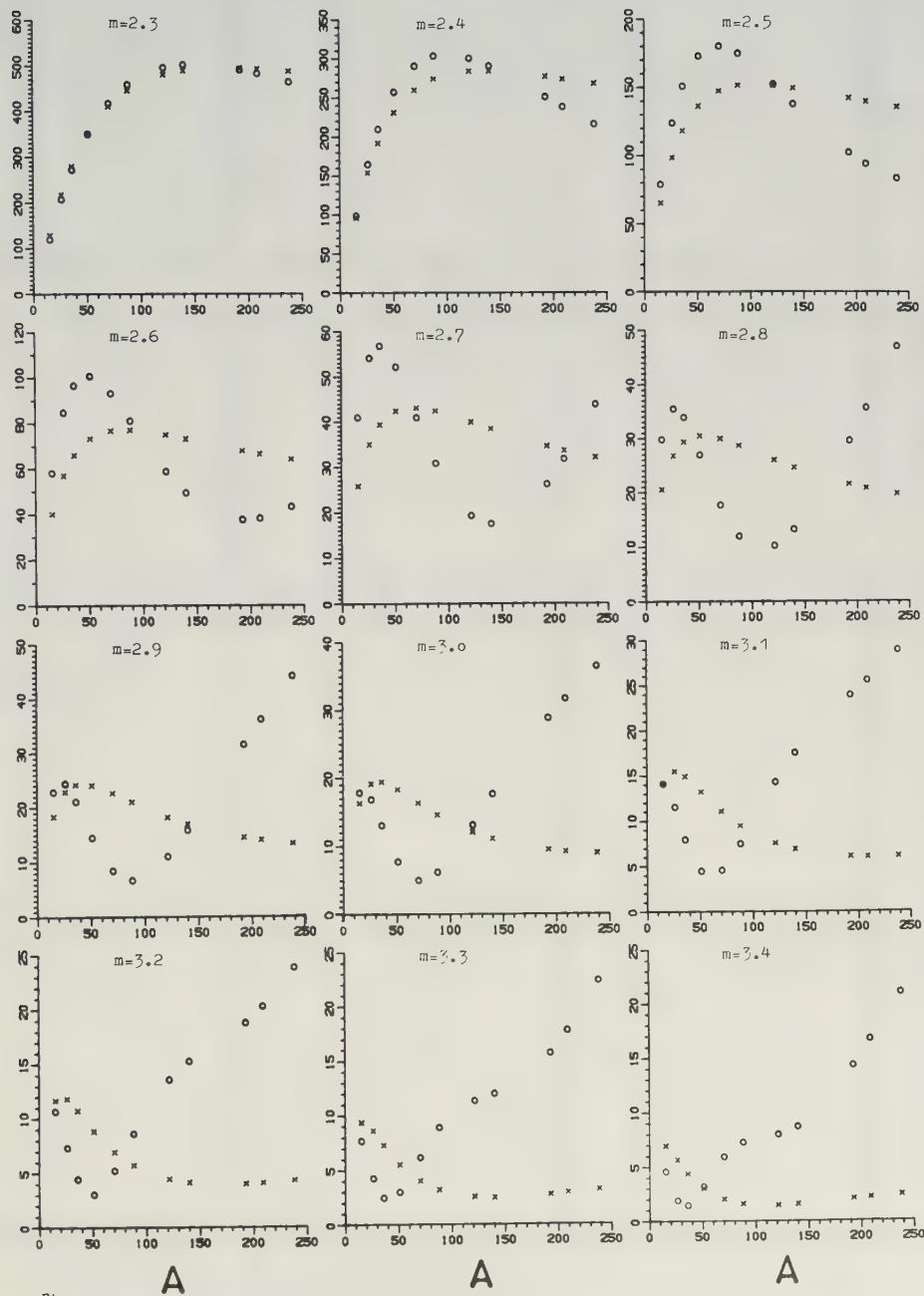


Fig. 15c

$d\sigma(t'=0)/dt' dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$

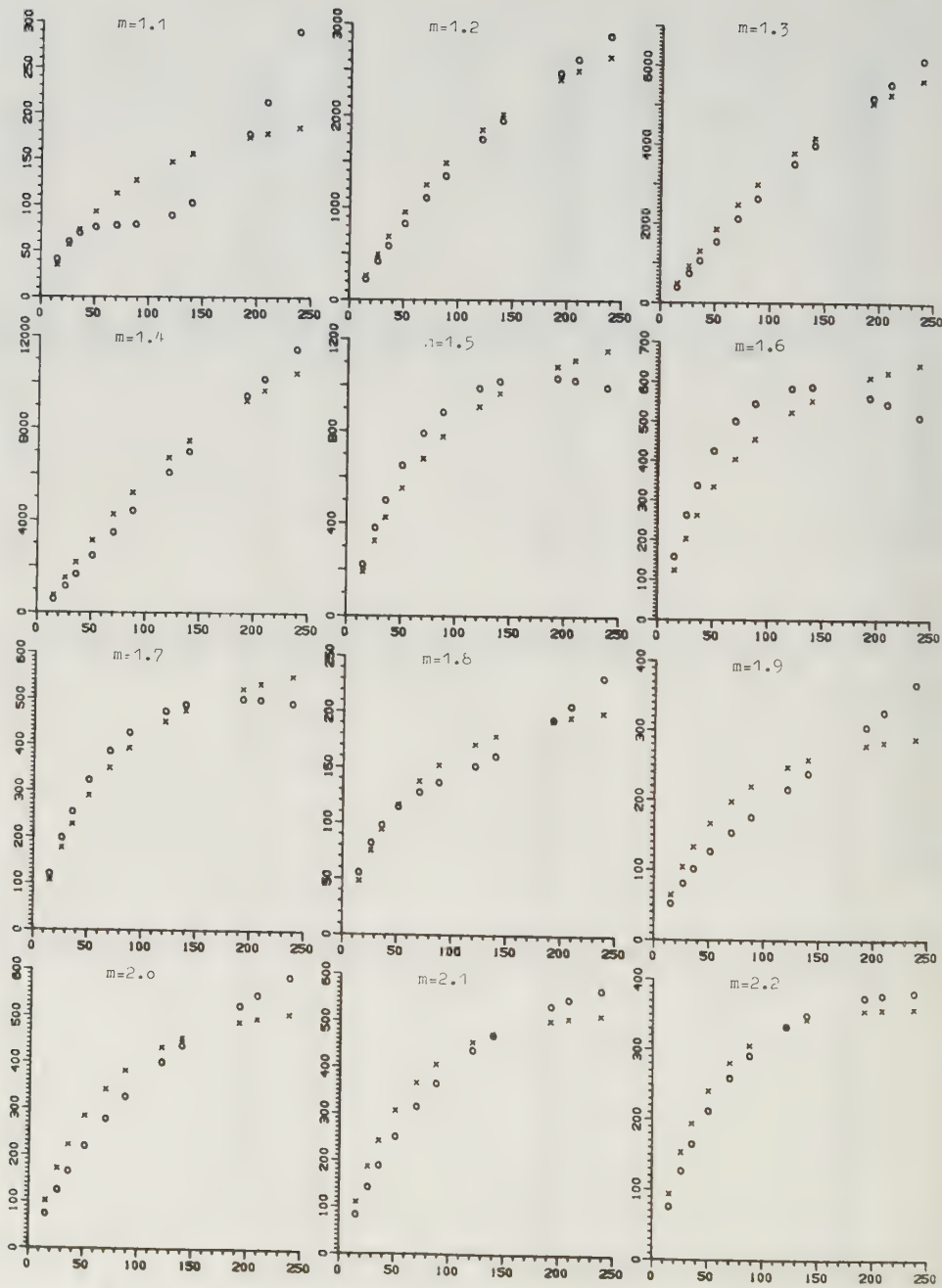


Fig. 15d

A

A

A

$d\sigma(t'=0)/dt dm^3$ [mb/GeV³]

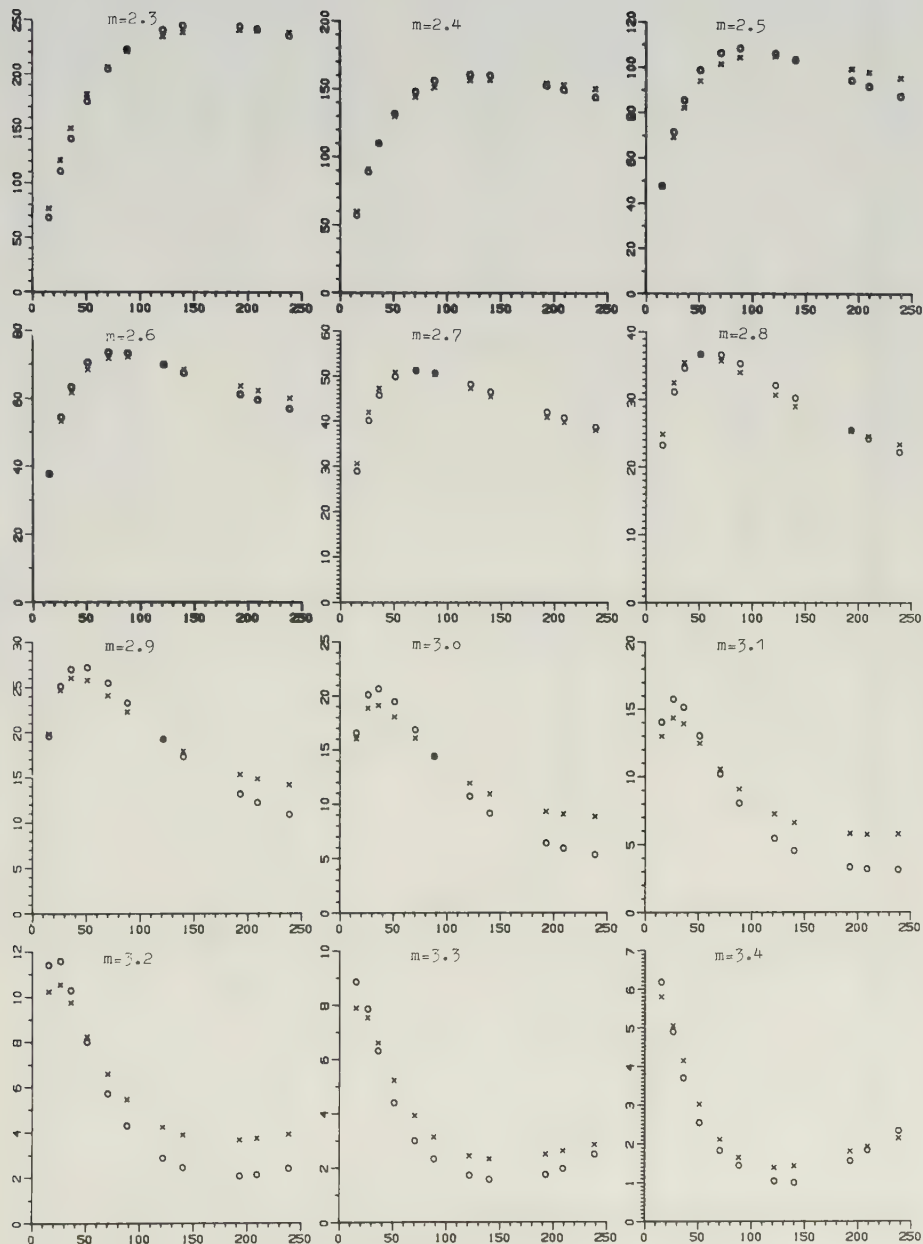


Fig. 15d

σ_m von Anpassung des Einstufen
Modells an Kontinuumsmode(L mit $\Lambda = \Lambda_1$ und:

--o-- : $\sigma_1 = 2 \sigma(pp)$

--*-- : $\sigma_1 = \sigma(pp)$

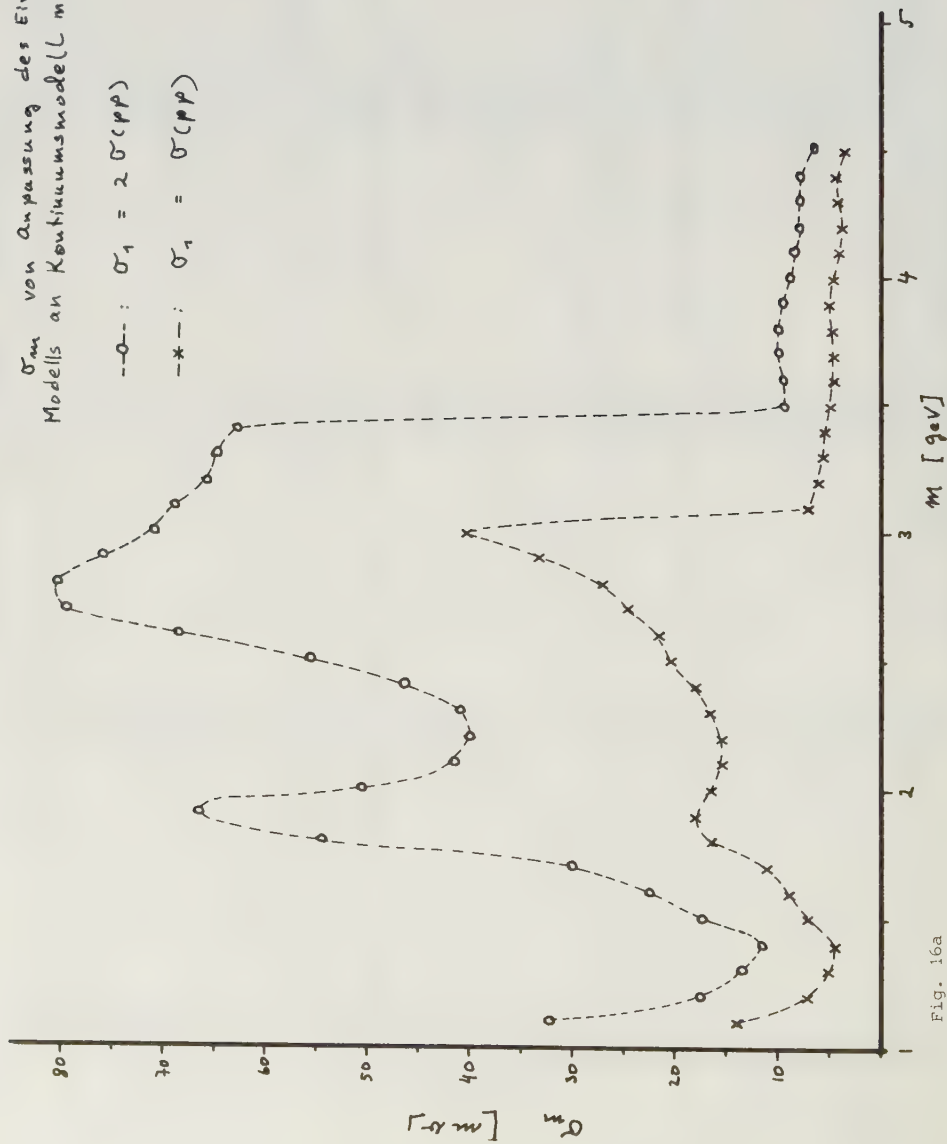


Fig. 16a

σ_{nn} : Analog zu Fig. 16a,
mit $\Lambda = \Lambda_2$ und

--*-- : $\sigma_1 = 2 \sigma(pp)$

--o-- : $\sigma_1 = \sigma(pp)$

|•| : σ_{nn} aus Tabelle II
für $p^* = p\pi^0$

|▲| : σ_{nn} aus Tabelle II
für $p^* = p\pi^+\pi^-$

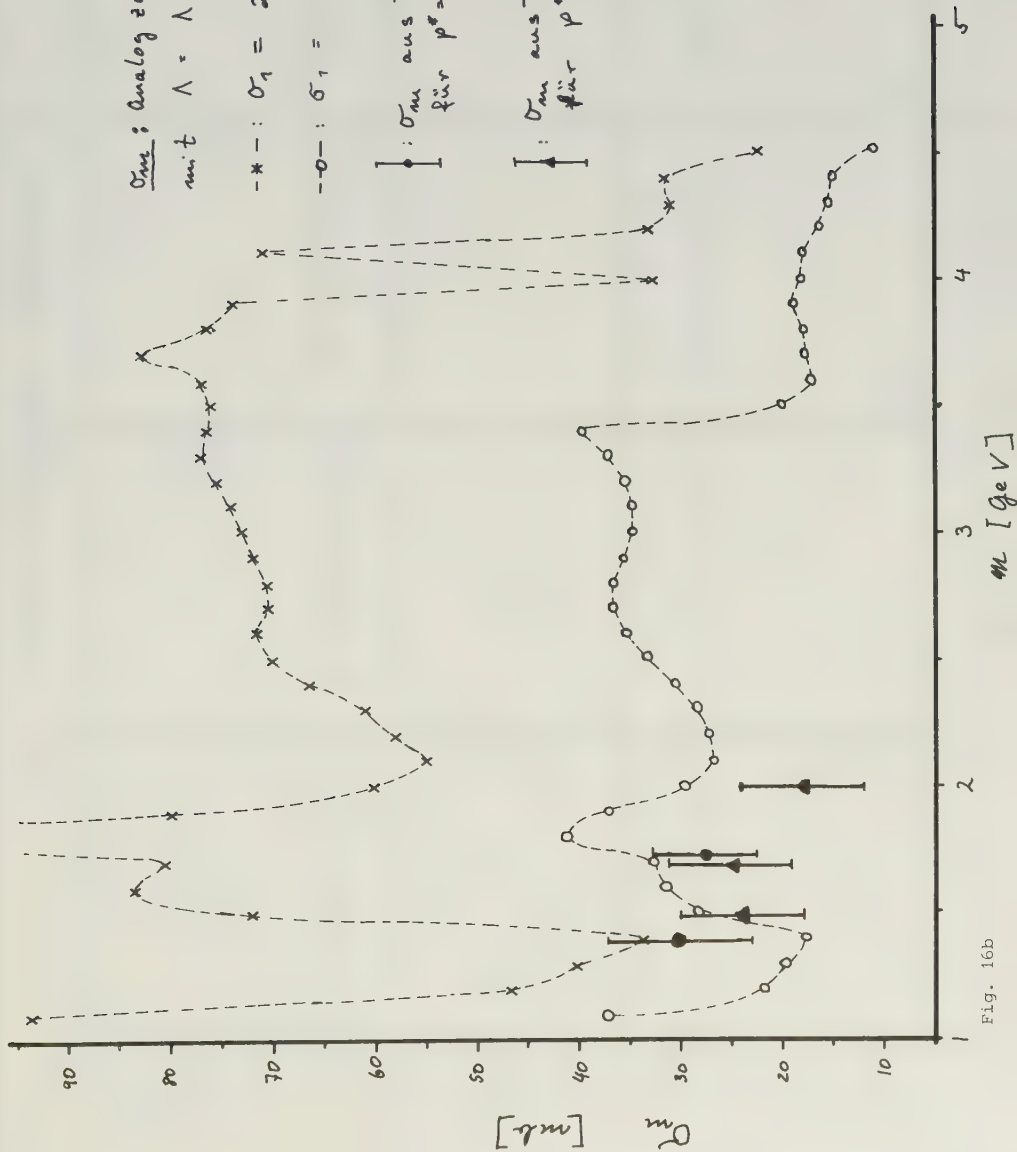


Fig. 16b

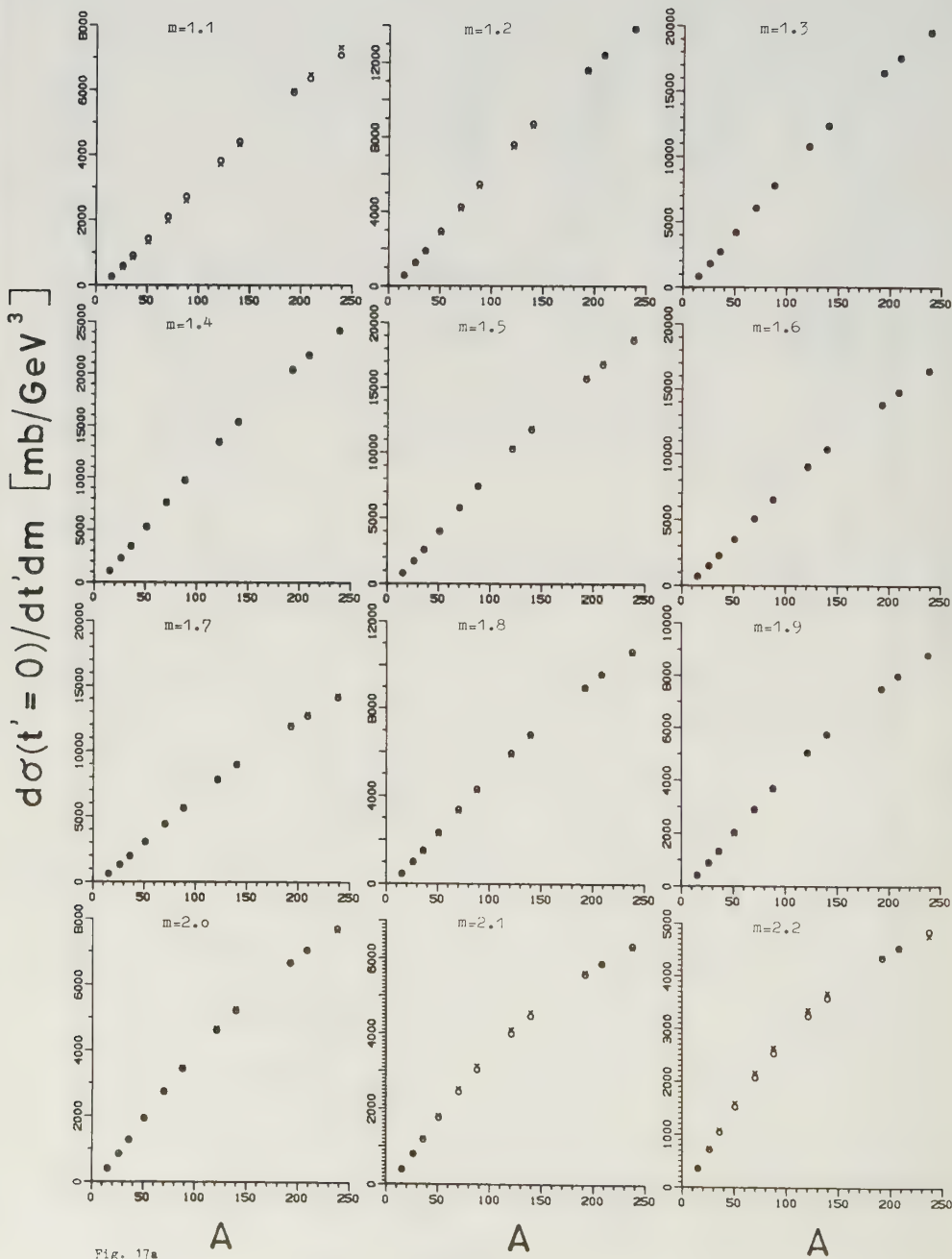


Fig. 17a

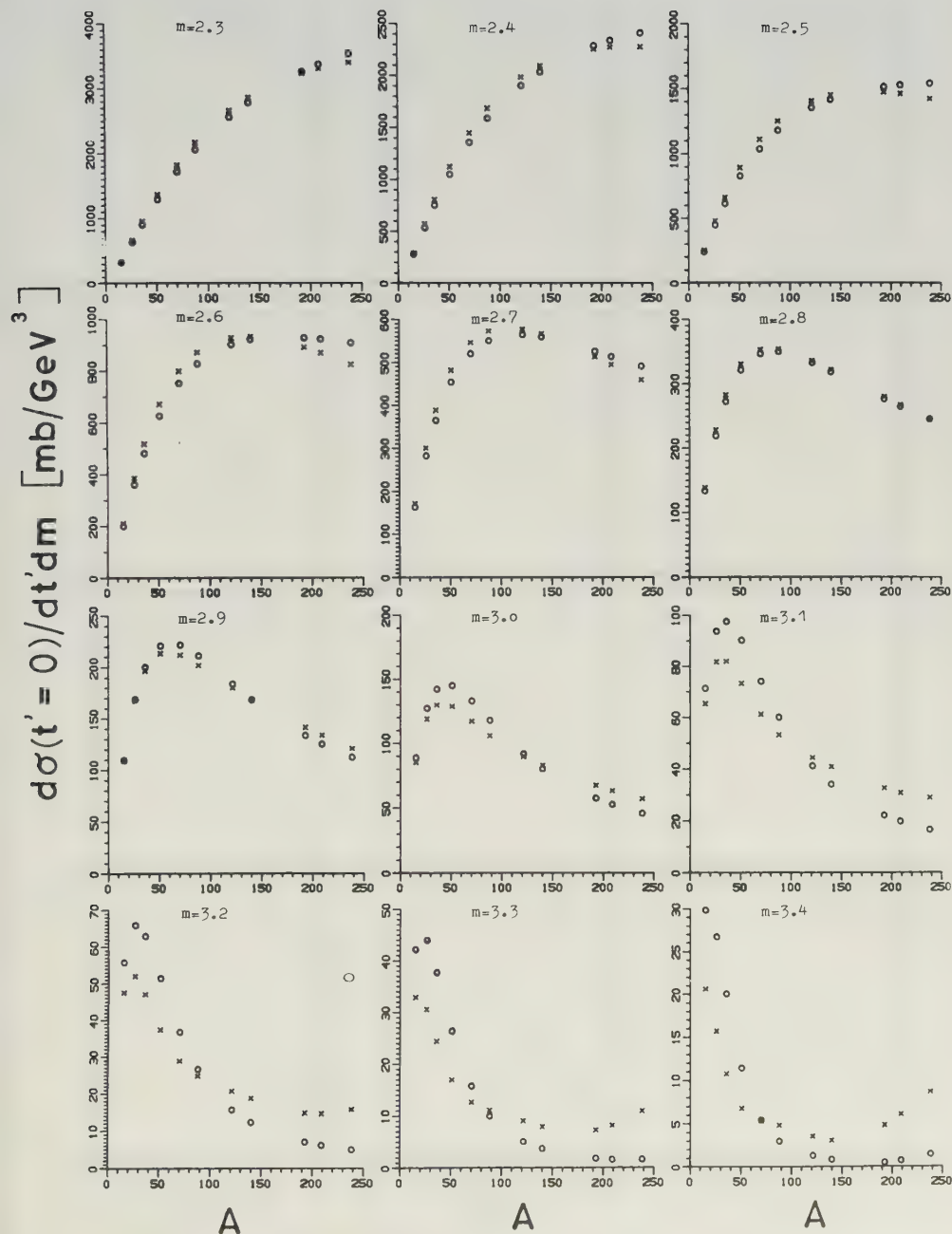


Fig. 17a

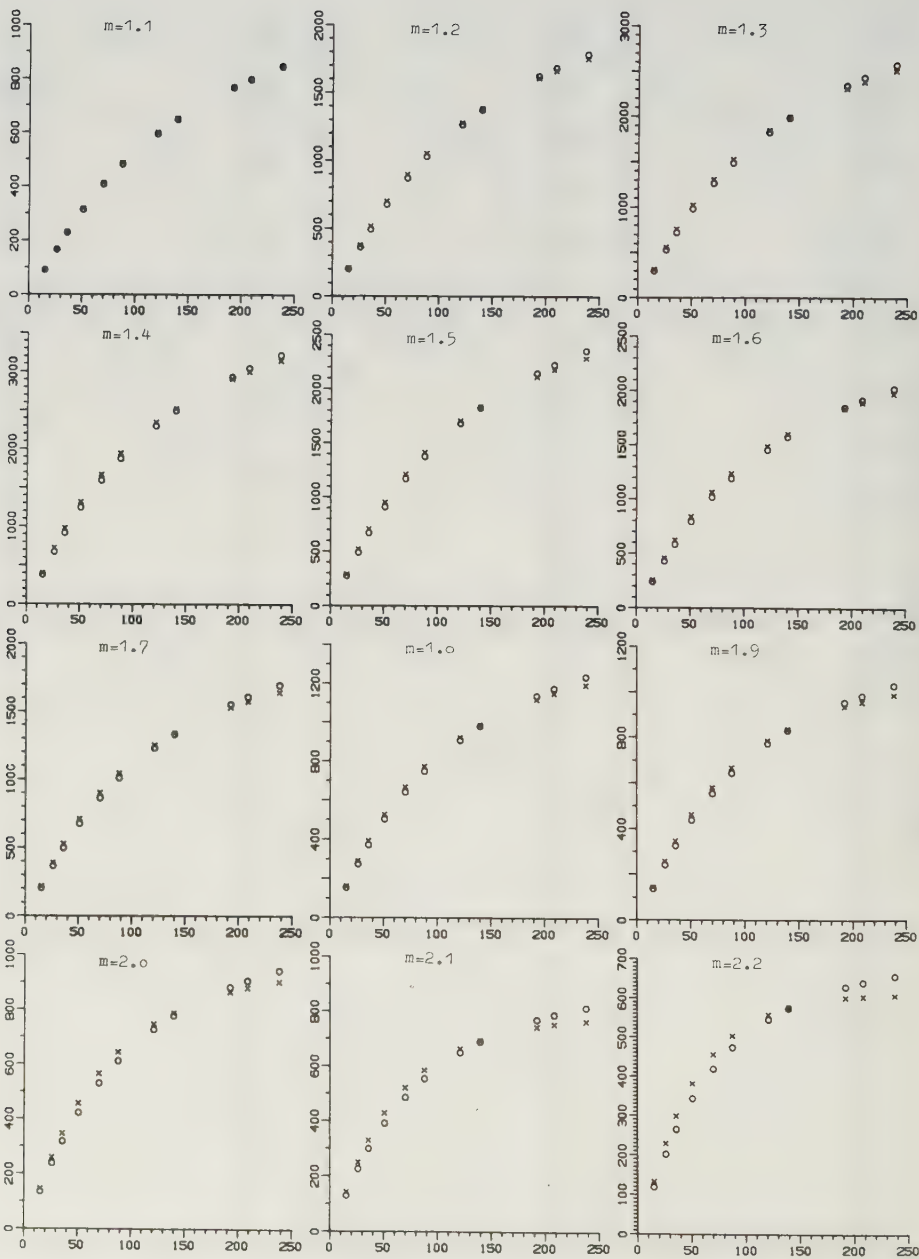


Fig. 17b

A

A

A

$$d\sigma(t'=0)/dt' dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$

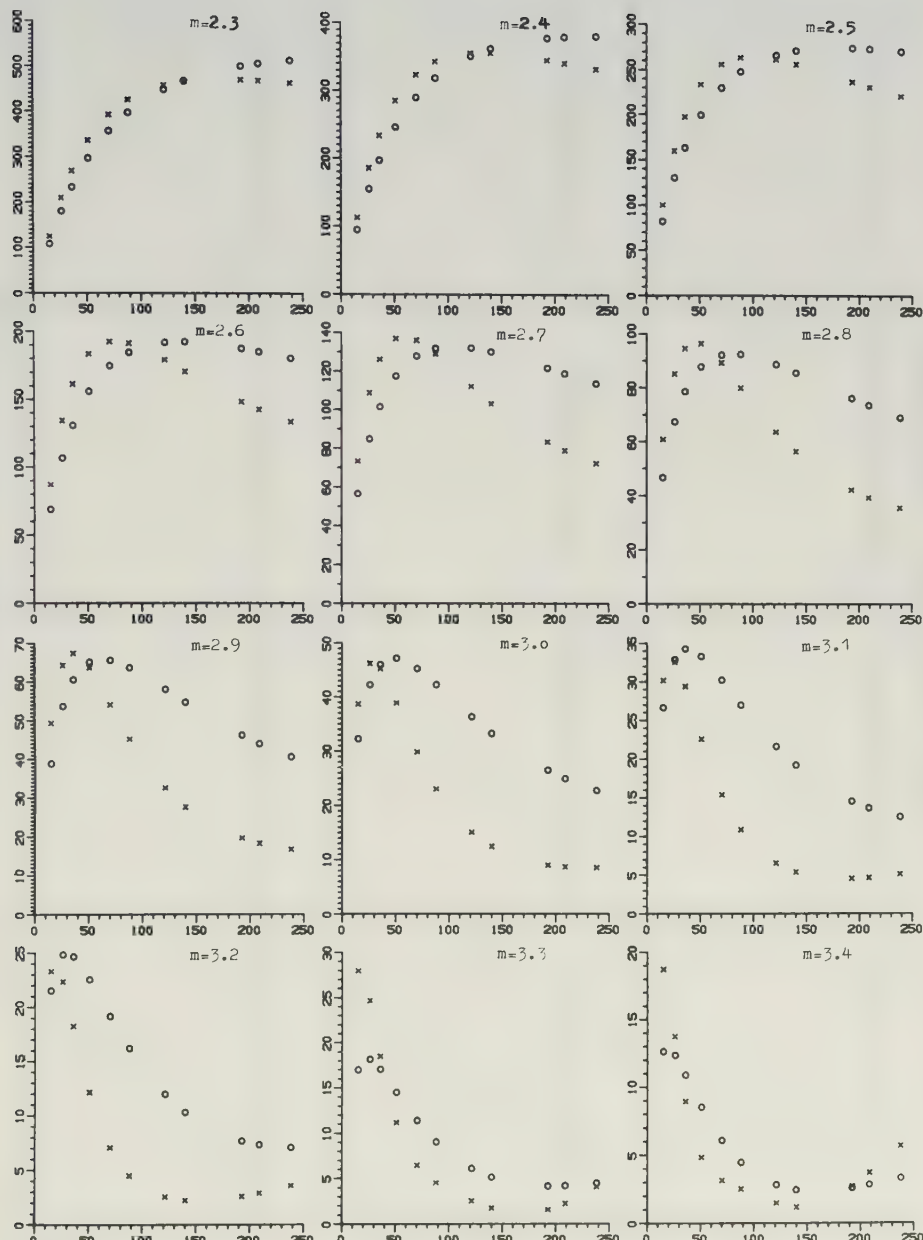


Fig. 17b

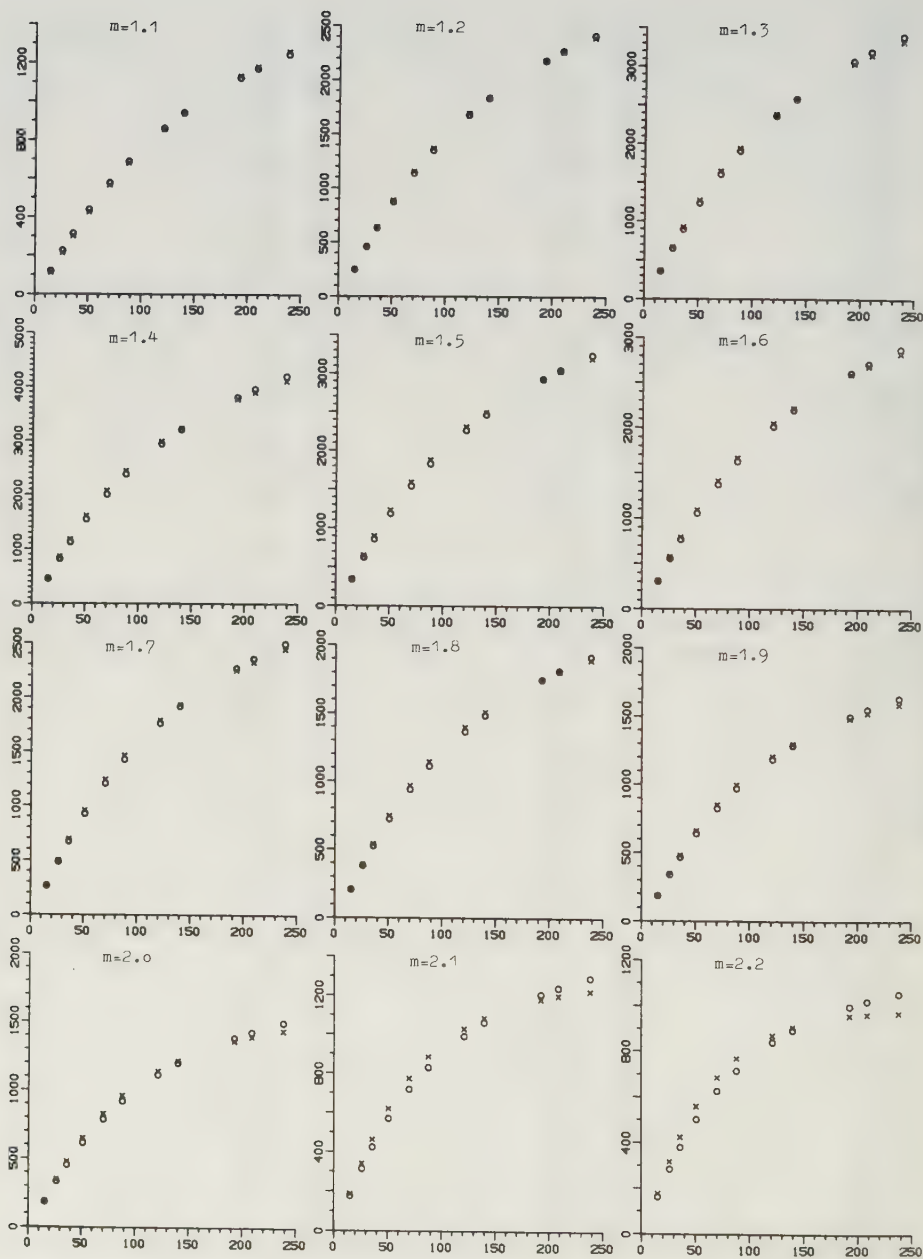
$$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$


Fig. 17c

A

A

A

$d\sigma(t'=0)/dt' dm^3$ [mb/GeV³]

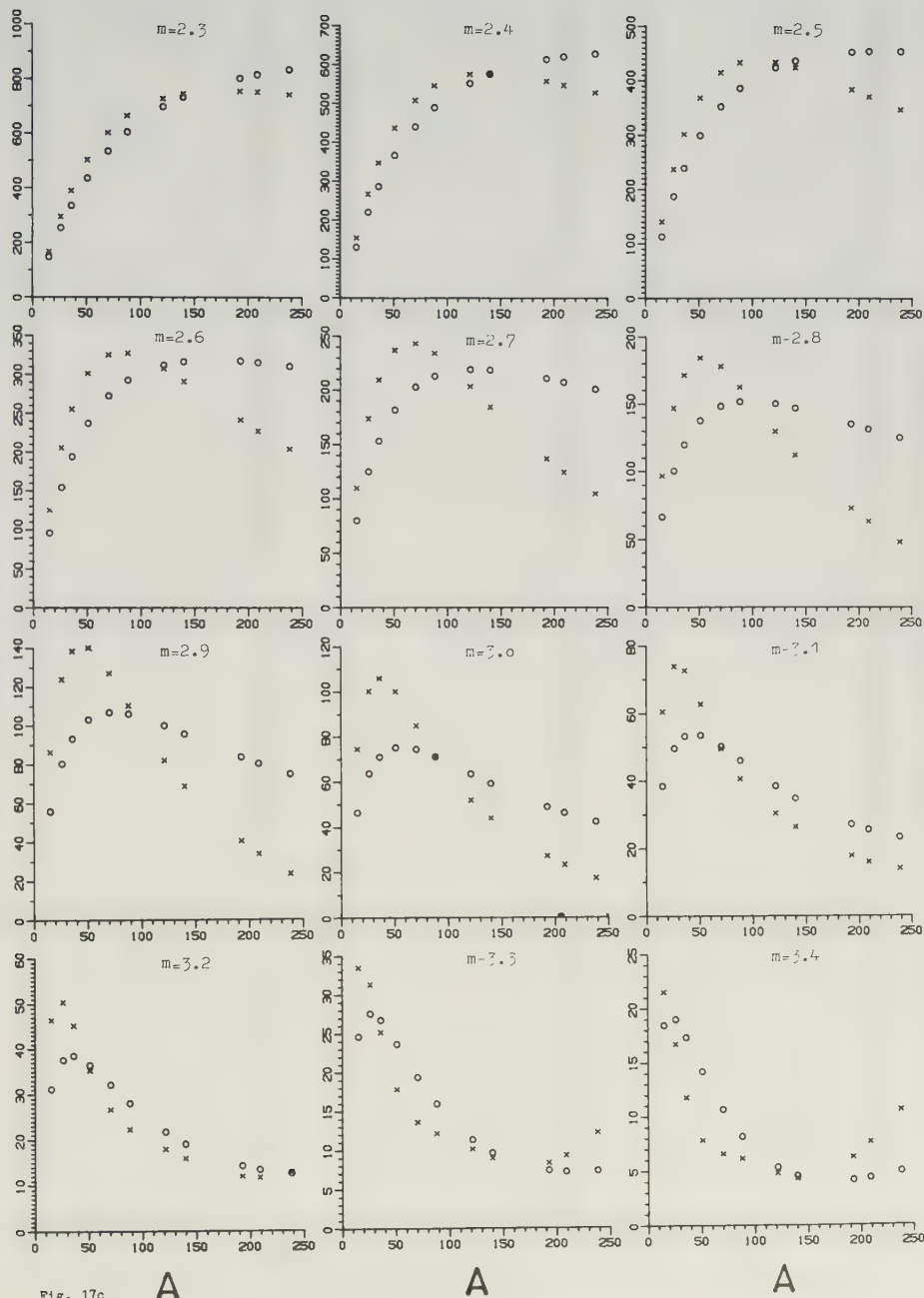


Fig. 17c

$d\sigma(t'=0)/dt' dm \text{ [mb/GeV}^3]$

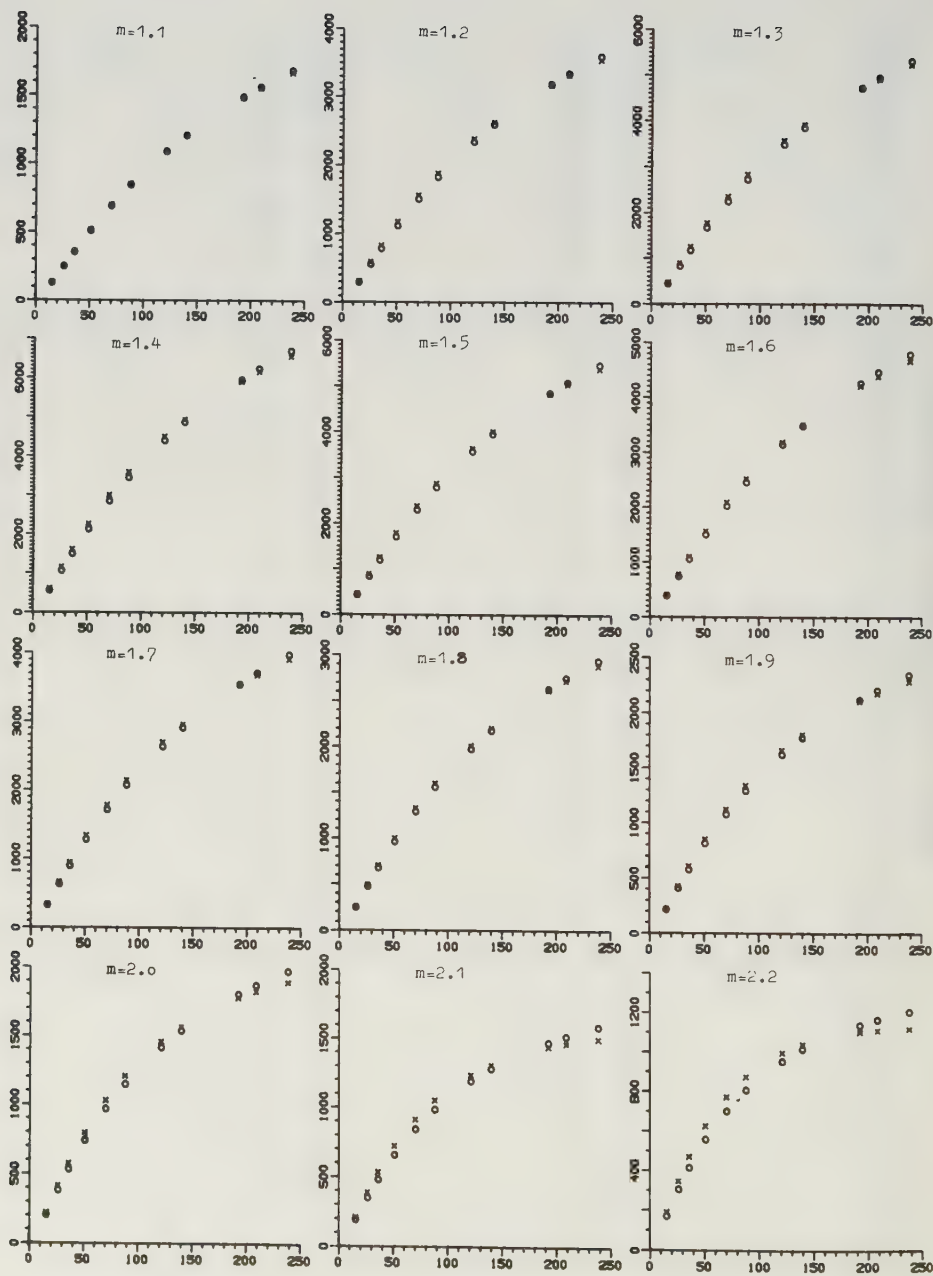


Fig. 17d

A

A

A

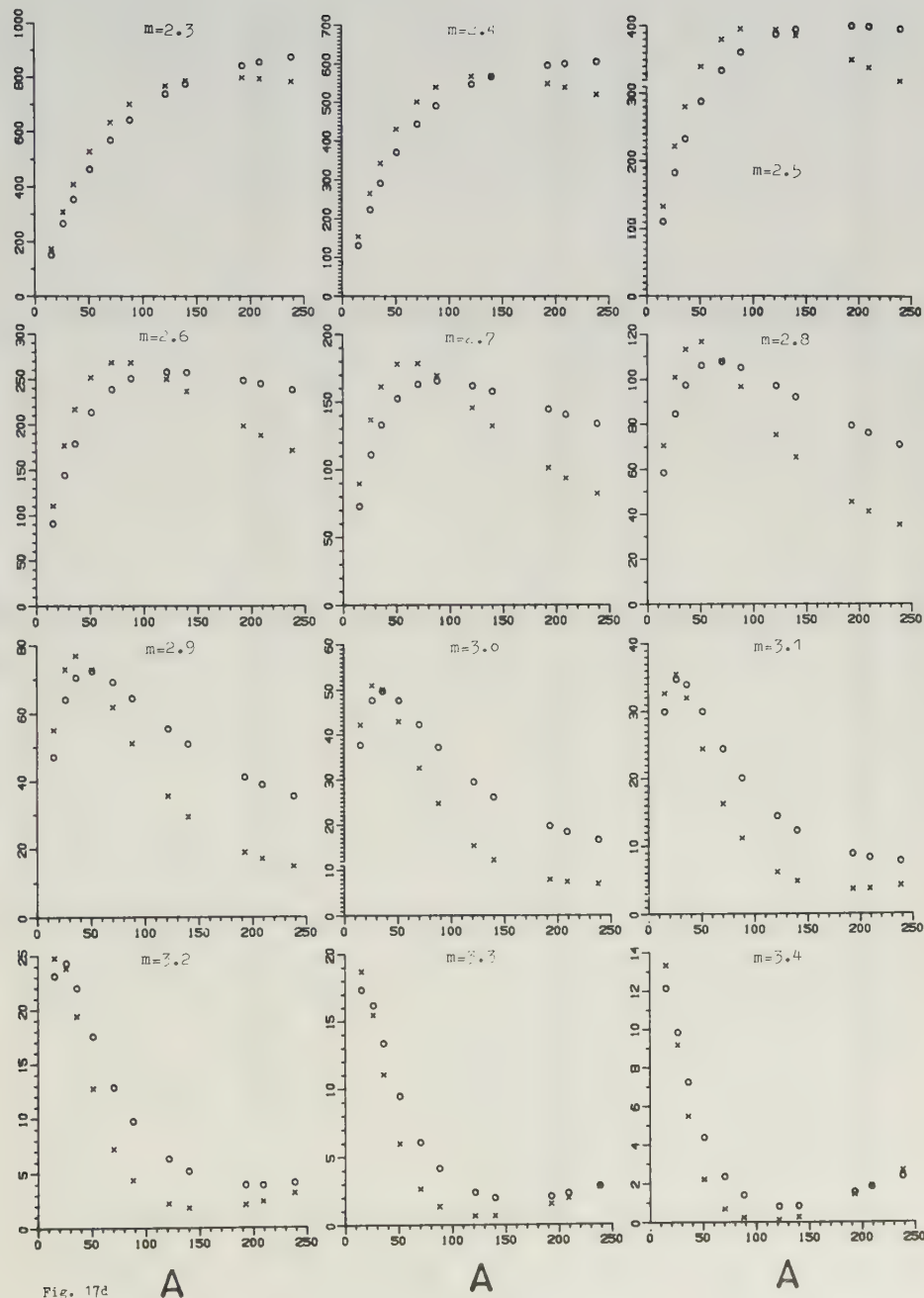
$$d\sigma(t'=0)/dt' dm \text{ [mb/GeV}^3]$$


Fig. 17d

$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$

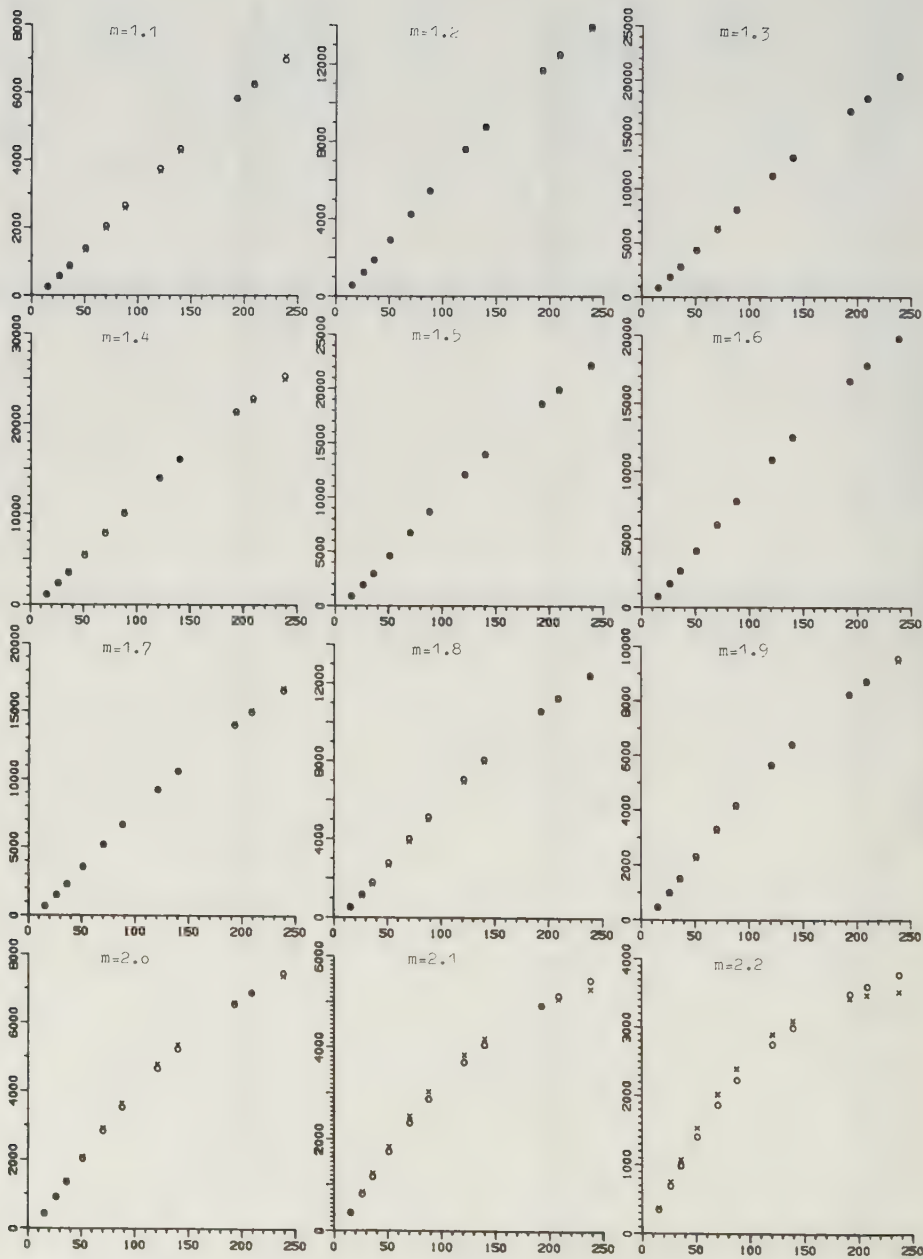


Fig. 17e

A

A

A

$d\sigma(t'=0)/dt dm^3$ [mb/GeV³]

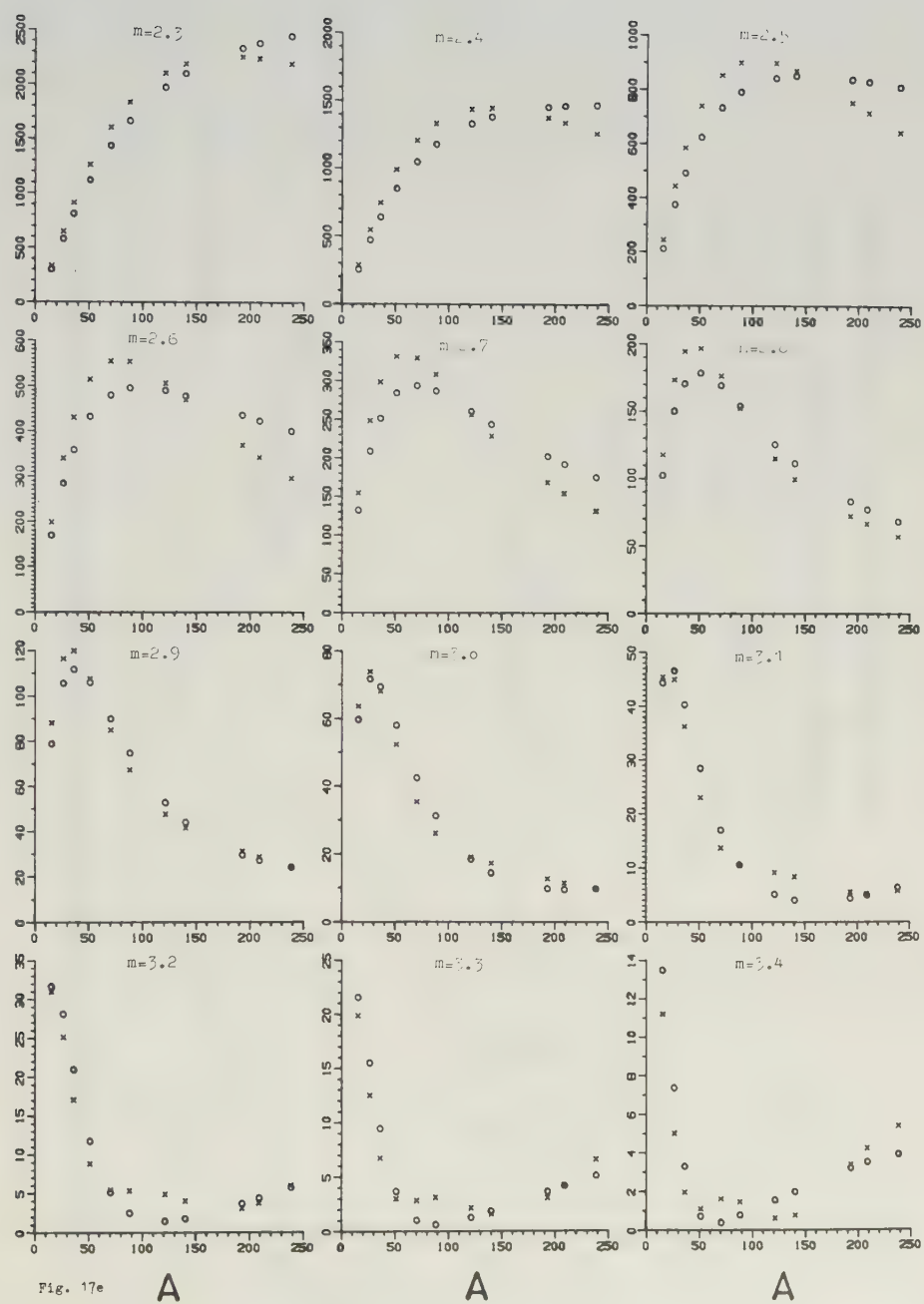


Fig. 17e

A

A

A

σ_m von Anpassung des Einstufen-Modells
an Bells Modell mit $\Lambda = \Lambda_1$ und:

--o--: $\sigma_1 = \sigma(pp)$, $\sigma_2 = 2\sigma(pp)$

--o--: $\sigma_1 = 1.5\sigma(pp)$, $\sigma_2 = 2\sigma(pp)$

--x--: $\sigma_1 = \sigma(pp)$, $\sigma_2 = \sigma(pp)$

--+--: $\sigma_1 = 2\sigma(pp)$, $\sigma_2 = \sigma(pp)$

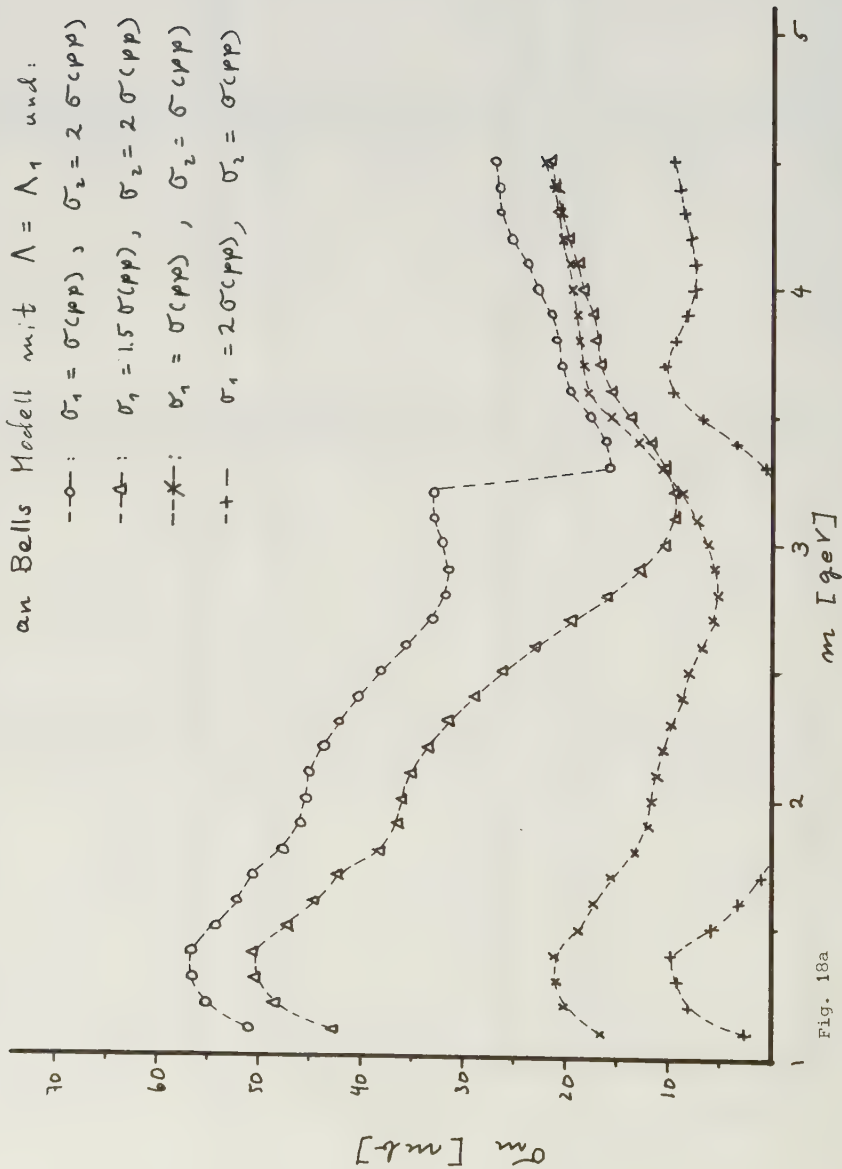


Fig. 18a

σ_m : Analog zu Fig. 18a mit $\Lambda = \Lambda_2$ und

--○-- : $\sigma_1 = \sigma(pp)$, $\sigma_2 = 2 \sigma(pp)$

--△-- : $\sigma_1 = 1.5 \sigma(pp)$, $\sigma_2 = 2 \sigma(pp)$

--*-- : $\sigma_1 = \sigma(pp)$, $\sigma_2 = \sigma(pp)$

● : σ_m aus Tabelle II, $p^* = p\pi^0$
 ▲ : σ_m aus Tabelle II, $p^* = p\pi^+\pi^-$

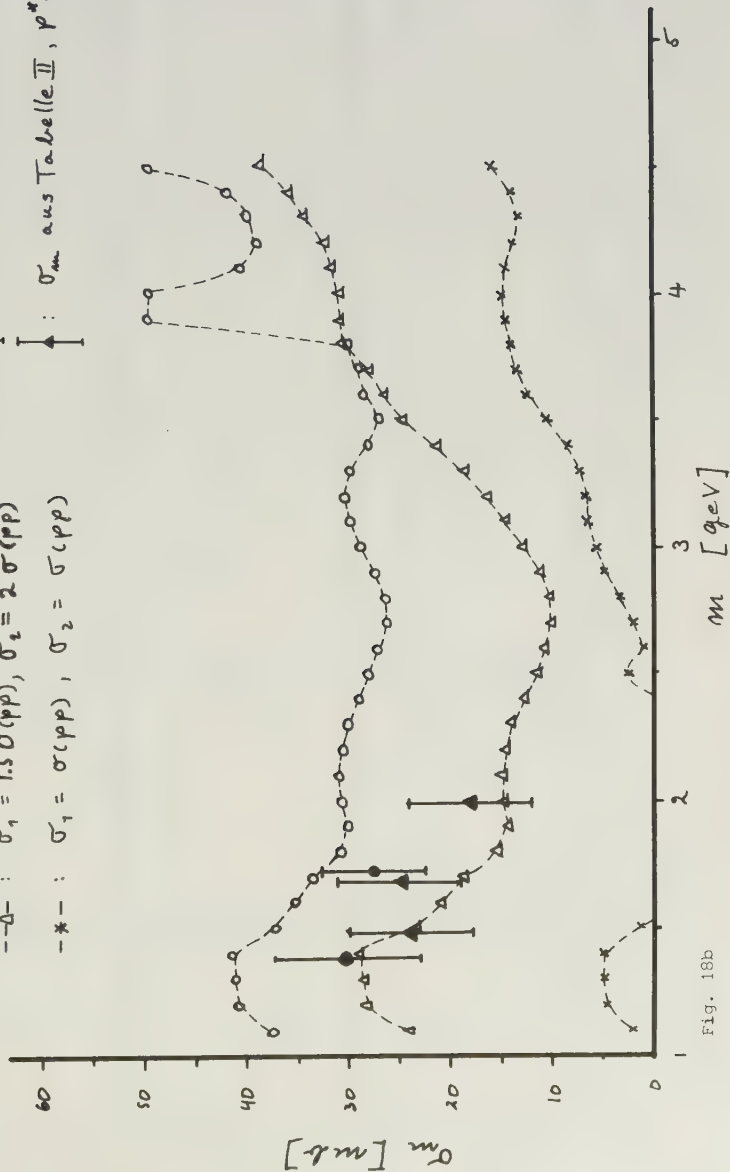


Fig. 18b

$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3]$

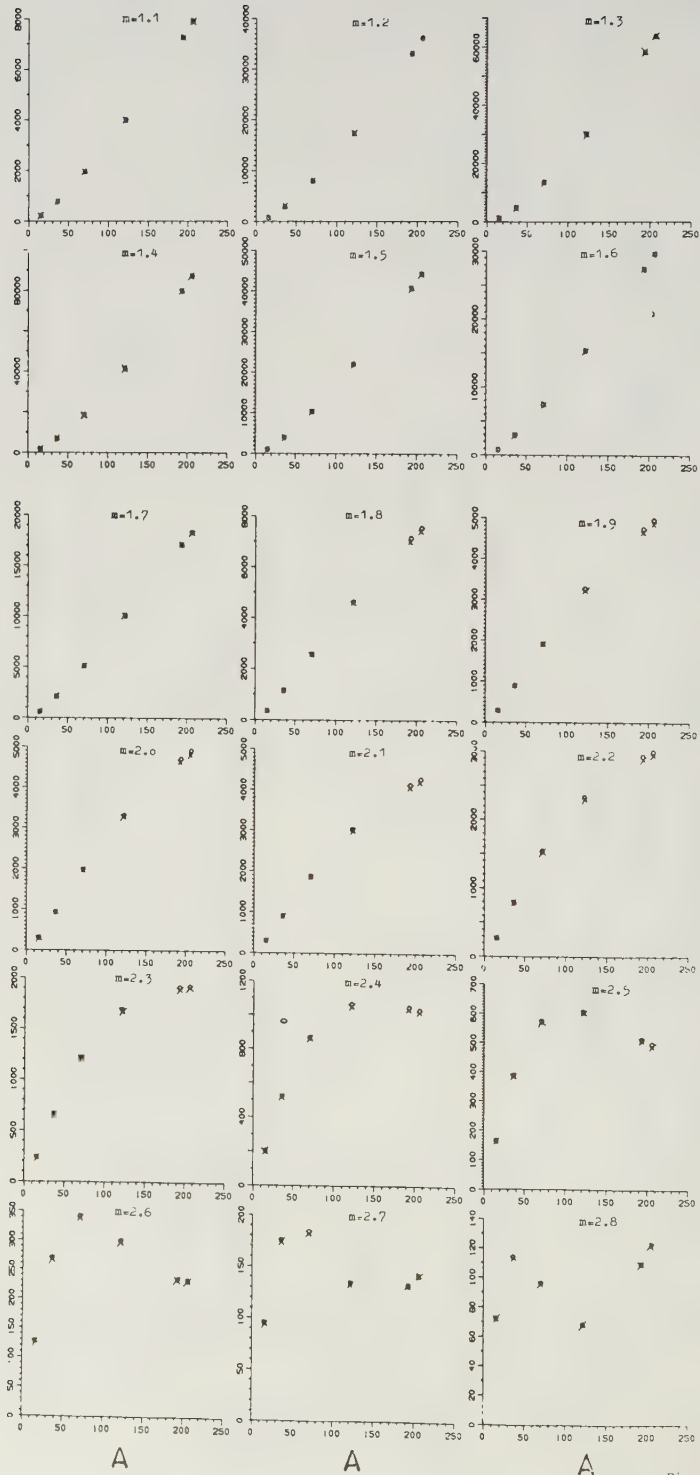


Fig. 19

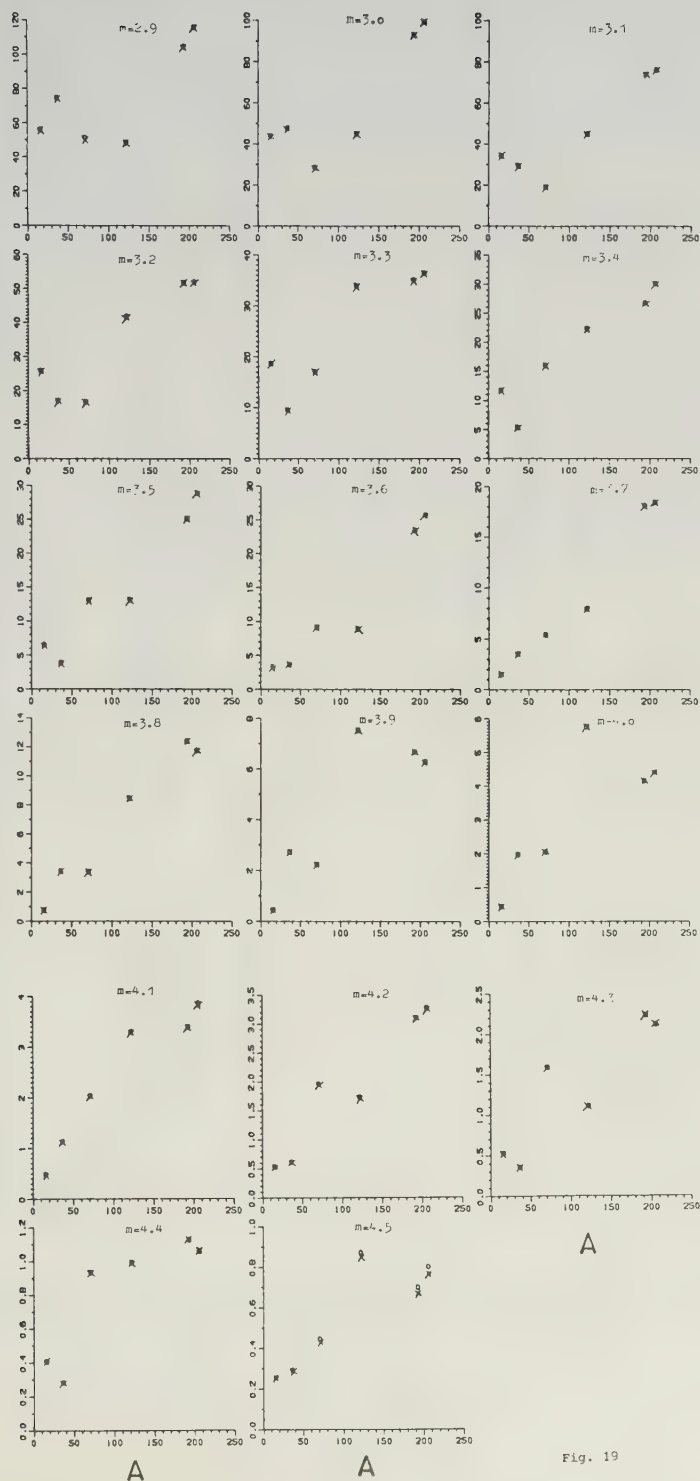
$$d\sigma(t'=0)/dt'dm \text{ [mb/GeV}^3\text{]}$$


Fig. 19

Um aus Anpassungen
der Wellenfunktionen.
Kontinuumsmodell
mit $\Lambda_1, \sigma_1 = \sigma(pp)$.

Eindringtiefen	
x :	$D \approx 2.4 \text{ Fermi}$
o :	7.1
Δ :	11.1
+	13.0

Um aus Fig. 16a : --- mit $\Lambda_1, \sigma_1 = \sigma(pp)$

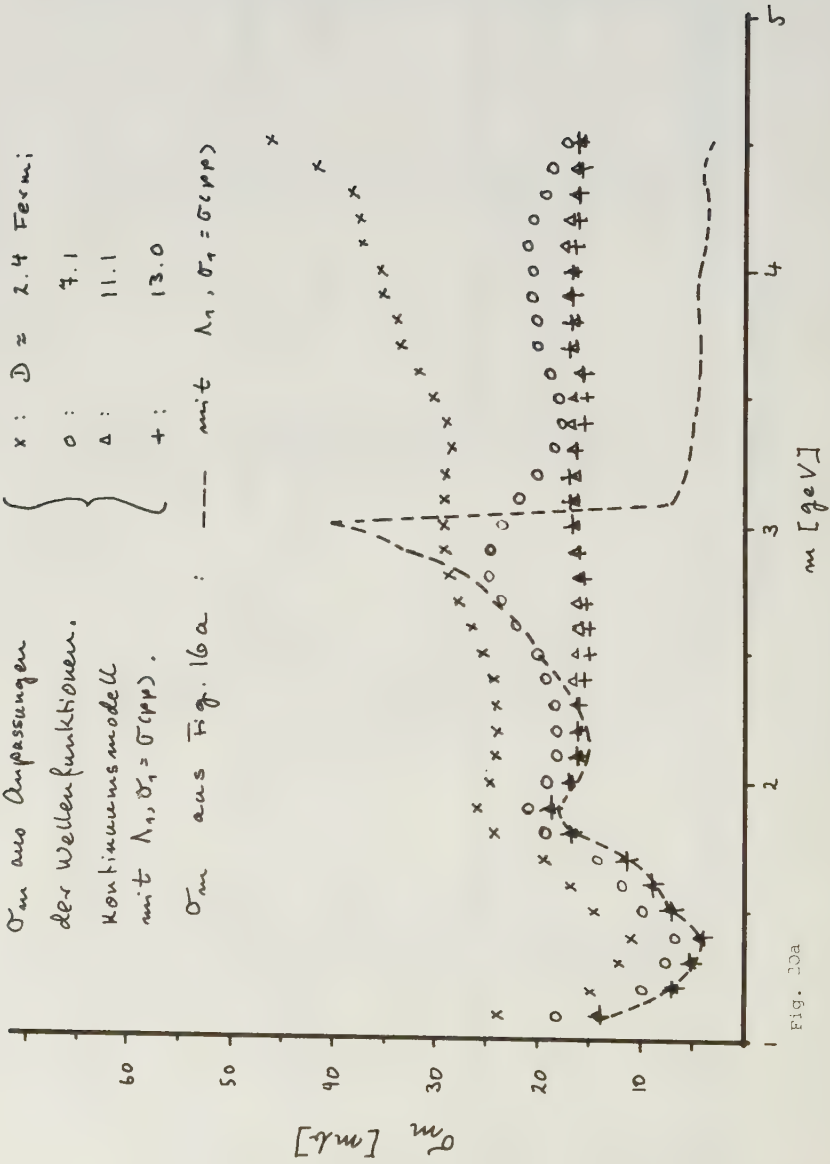


Fig. 10a

σ_m aus Anpassungen
der Wellenfunktionen
für $D \approx 13.0$ Fermi;
Kontinuumsmodell $\Lambda = \Lambda_2$

+ : $\sigma_1 = 2 \sigma(pp)$

o : $\sigma_1 = \sigma(pp)$.

--- } : Entsprechende
— } σ_m aus Fig. 16b.

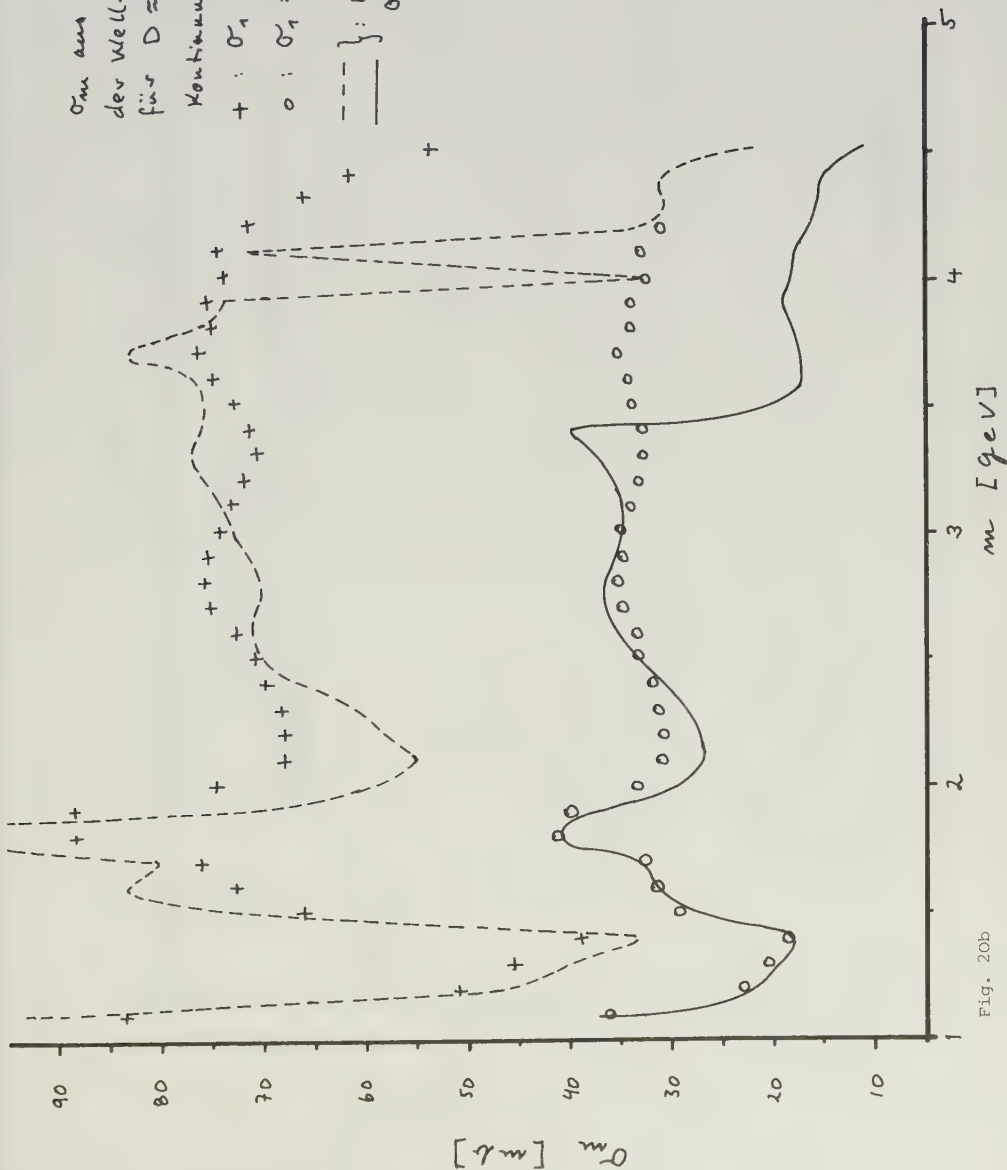


Fig. 20b

Eindringtiefen

σ_m aus Anpassungen der
Wellenfunktionen. Balls
Modell mit $\Lambda_1, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma(pp)$

σ_m aus Fig. 18 a : ---- mit $\Lambda_1, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma(pp)$

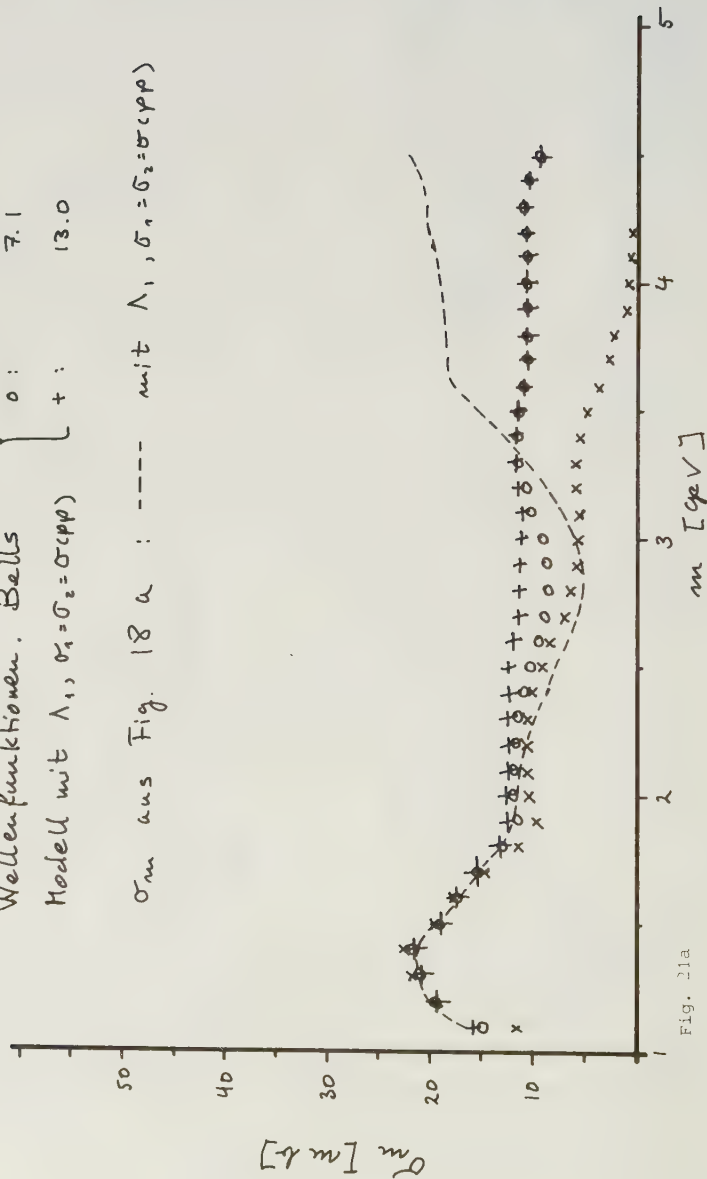


Fig. 21a

σ_m aus Anpassungen
Wellenfunktionen. Betts
Modell. $D \approx 13.0$ Fermi

+ : $\Lambda_1, \sigma_1 = 1.5 \sigma(pp), \sigma_2 = 2.0 \sigma(pp)$
o : $\Lambda_2, \sigma_1 = \sigma(pp), \sigma_2 = 2.0 \sigma(pp)$
--- } Entsprechende σ_m aus Fig. 18d.
—

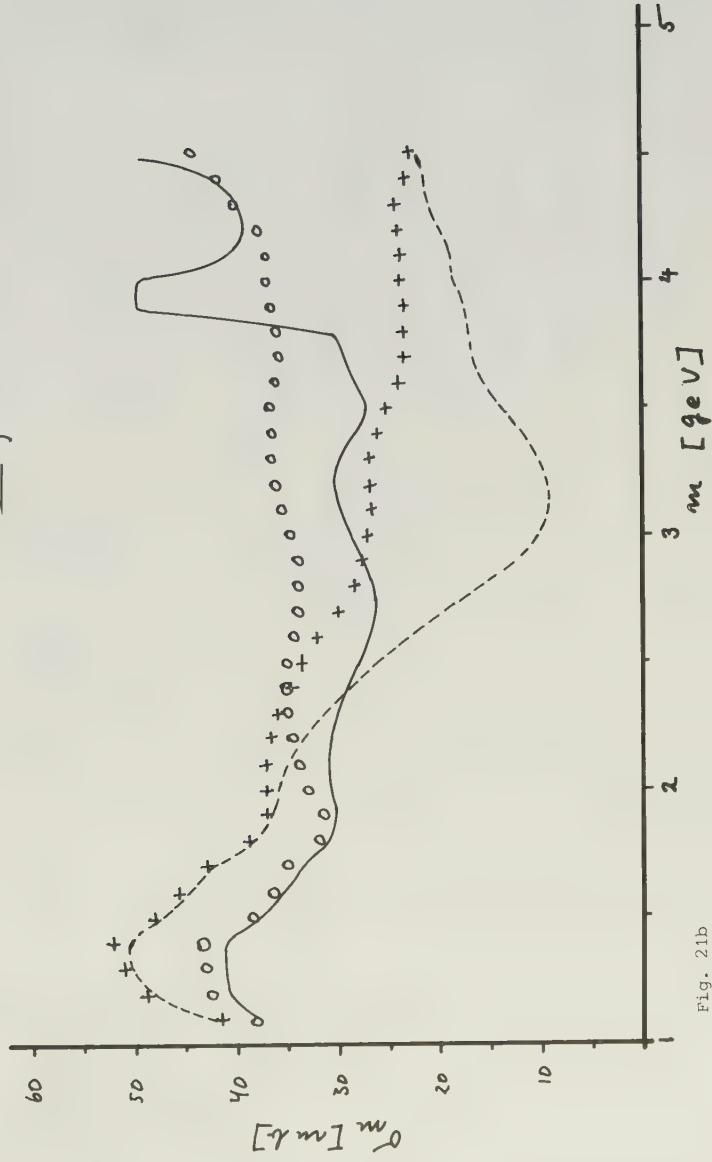


Fig. 21b

Inelastischer Schatten bei $p+H \rightarrow p+H$
berechnet in:

1: Zweistufen - Näherung

Δ : Kontinuumsmodell : $\Lambda = \Lambda_2, \sigma_1 = \sigma(pp)$

o: Bells Modell : $\Lambda = \Lambda_2, \sigma_1 = 2\sigma(pp), \sigma_2 = 1.5\sigma(pp)$

x: Diagonales Modell

[]: Daten aus Ref. [16]

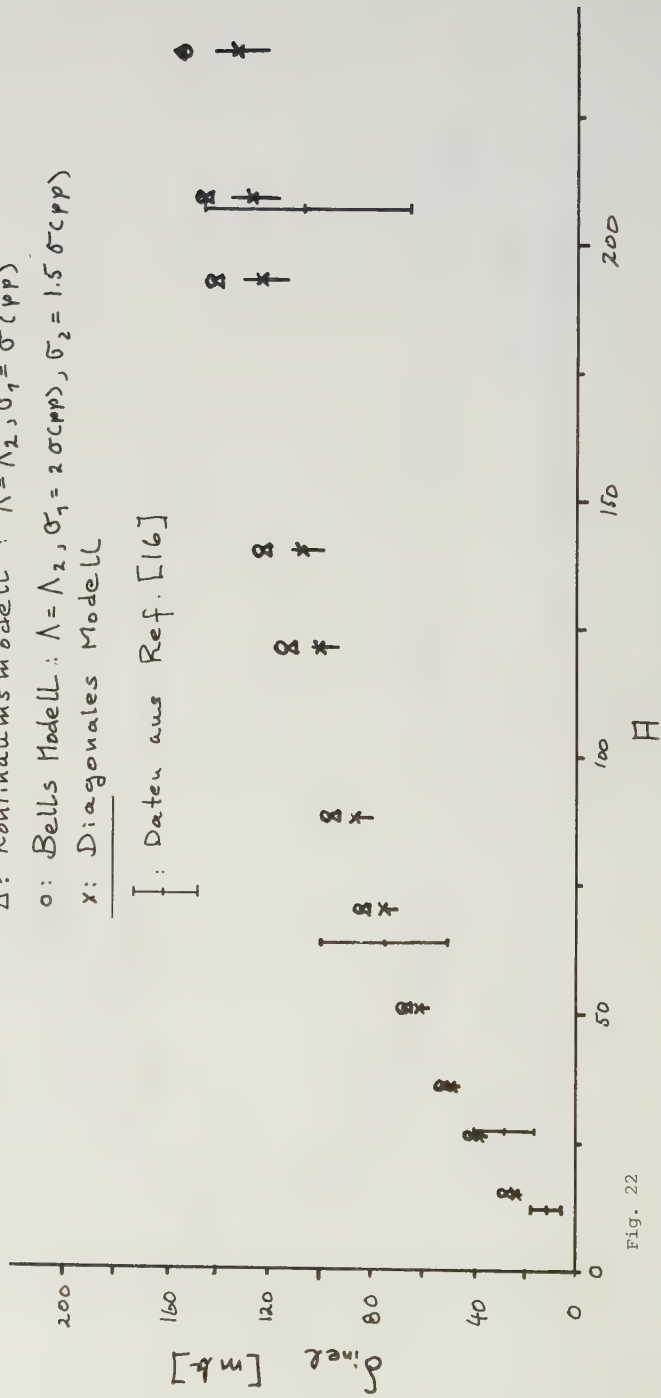


Fig. 22

Lebenslauf

Am 7.3.1945 wurde ich als Sohn des damaligen Arztes Sven Nissen-Meyer und seiner Frau Elna, geb. Biong, in Uppsala, Schweden (als Norwegischer Staatsbürger), geboren. Mein erstes Schuljahr verbrachte ich an der "Rudolf Steiner Schule" in Kopenhagen und die weiteren (bis 1958) an Volksschulen in Oslo. Im Herbst 1958 zogen wir nach Baltimore, Md. USA, wo ich bis Frühjahr 1960 die "Woodbourne Junior High School" besuchte. Nach einem Zwischenaufenthalt in Oslo (an der "Ris" Oberschule) siedelten wir im Herbst 1960 nach Orinda, Kalifornien, um. Die nächsten Schuljahre an der "Miramonte High School", Orinda, führten zum Schulabschluß im Juni 1964.

Nach der Anerkennung zweier Studienjahre an der University of California, Berkeley (1964/65 Architektur und 1965/66 Physik) als dem Abitur gleichwertig, konnte ich das Physikstudium an der Universität München im Herbst 1966 beginnen. Meine Diplomarbeit über das Thema "Lorentz-invariante Bedingung der Kohärenz bei Diffraktionsanregungen" fertigte ich vom Herbst 1970 bis Frühjahr 1972 am Max-Planck-Institut für Physik bei Professor H.P. Dürr an, betreut von Dr. J. Benecke. Im Mai 1972 legte ich an der LMU-München die Diplomprüfung ab.

Seit Mai 1972 bin ich Doktorand bei Privatdozent Dr. J. Benecke, und seit Mai 1975 wissenschaftlich Angestellter am selben Institut.

Verheiratet bin ich mit Reingard Müller seit September 1967.

Sven Nissen-Meyer

